NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF JAPAN

學術研究會議編纂

日本植物學輯報

原　著

第十三巻（昭和十八年－昭和二十三年）

JAPANESE JOURNAL OF BOTANY

Vol. XIII

(1943 – 1948)

TOKYO

1948

CONTENTS

TRANSACTIONS

JAPANESE JOURNAL OF BOTANY

PUBLISHED BY THE NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF JAPAN

Vol. XIII, Nos. 1–2

(Published, December 28, 1943)

CONTENTS

TRANSACTIONS

JAPANESE JOURNAL OF BOTANY

PUBLISHED BY THE NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF JAPAN

Vol. XIII, No. 3

(Published, November 28, 1944)

CONTENTS

TRANSACTIONS

Über die Konvektion und Verdunstung als physikalische Grundlage der Transpiration

Von Kwan KORIBA

Mit 121 Abbildungen im Text

(Eingegangen am 18. Dezember 1942)

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung

§1. Geschichtliches zum Studium der Konvektion

Die Transpiration und die Blattemperatur, als Äusserungen des Massen- und Energieaustausches im Blatt, werden begreiflich durch Aussenfaktoren in verschiedener Weise beeinflusst. Ausser den meteorologischen Faktoren wie Sättigungsdefizit, Wind, Besonnung usw. wirkt auch die Konvektion stets vermittelnd ein. Viele Autoren, die sich mit Transpiration, Verdunstung und verwandten Erscheinungen beschäftigten, haben selbst in Luftruhe auf die Wirkung der Konvektion aufmerksam gemacht, denn alle diese Erscheinungen sind mit der letzteren eng verknüpft und ohne nähere Kenntnis derselben kaum richtig erfassbar.

BROWN und ESCOMBE wiesen bei ihren Untersuchungen über die statische Diffusion ('00, S. 236) und über den Energieaustausch der grünen Blätter ('05, S. 70) auf die Wirksamkeit der Konvektion hin. BROWN und WILSON ('05, S. 132) äusserten auch bei ihrem Studium der thermischen Emissivität grüner Blätter in Bezug auf die abkühlende Wirkung von Luftströmungen folgende Meinung: „that when a body is cooling in air, the effect of radiation, which involves higher power of the temperature excess (STEFAN's fourth law) is small compared with the effect produced by convection.“ RENNER ('11, S. 127) fand bei seinem Modellversuch über die Verdunstung folgende Tatsache: „Rechteckige wie kreisrunde Papierstücke verlieren in senkrechter Lage mehr Dampf als wagrecht nach oben gekehrt.“ Bei seinen Untersuchungen über die Blattemperatur äusserte sich CLUM ('26, S. 228) wiederholt im nachstehenden Sinne: „Since the leaf will cool so quickly when shaded, it is evident that it must lose heat very rapidly by radiation and convection ......Convection is augmented by air currents“.

Bei ihren Untersuchungen zur Physik der Transpiration sagten SIERP und SEYBOLD betreffs der Verdunstung aus der Wasserfläche in einem ruhigen Raum, dass „ständige Vertikalkonvektionen eine grosse Rolle spielen werden“ ('27, S. 117), und weiter bezüglich der Verdunstung aus perfolierten Folien: „Bei kleinsten Poren sind die Konvektionen schon stark genug, um als ‚Wind‘ zu wirken, sodass der Wasserdampfaustausch in ‚Ruhe‘ sich maximal vollzieht“ ('30, S. 265).[1]

STÅLFELT ('32, S. 47) bemerkte bei seiner Untersuchung an stomatärer Transpiration auch die Wirksamkeit der Konvektion: „Da die Luftkonvektionen nicht konstant und nicht kontrollierbar sind, so kann dadurch ein wesentlicher Fehler bedingt werden.“

(1) Diese Behauptung wurde von HUBER ('30, S. 865) bestritten. Jedenfalls bedarf es aber noch näherer Untersuchungen, wie die Diffusion und Konvektion knapp über der perfolierten Fläche vor sich gehen.

Bei seiner systematischen Untersuchung über die Verdunstung fand WELTEN ('33, S. 72) dass das Widerstandsmaximum der Verdunstung ziemlich genau mit dem Dichteunterschied-Minimum der Luft über der Wasserfläche und der Umgebung, d.h. mit Konvektionslosigkeit, zusammenfällt. Er konnte auch mit Zigarrenrauch und Kobaltpapier die Konvektionsströmung über verschieden temperierten Wasserflächen bestätigen und behauptete: „Man wird deshalb in Zukunft nicht nur den Diffusions-, sondern ebensosehr den Konvektionshindernissen seine Aufmerksamkeit schenken müssen.“ (S. 80).

WATSON ('34 S. 605) bei seiner Untersuchung über die thermische Emissivität des Blattes, und CURTIS ('36, S. 7) in Bezug auf die Transpiration und die Abkühlung des Blattes, behaupteten, dass die Transpiration keine wesentliche Rolle auf die Abkühlung des Blattes spielen könne, wenngleich sie die Konvektion selbst nicht in Betracht zogen.

HUBER ('35, S. 57) in seiner umfassenden Arbeit über den Wärmehaushalt der Pflanzen sagt über die Leistung der Konvektion in Bezug auf den Wärmeaustausch wie folgt: „Dieser Wärmeaustausch durch Konvektion tritt in der freien Luft derart in den Vordergrund, dass er unter den wärmeabgebenden Prozessen zweifellos an erster Stelle steht.“

So viel von botanischer Seite. Da nun die Konvektion, überhaupt die Massenbewegung der Luft mit dem Wärme- und Dampfaustausch eng verknüpft ist, so sind sie alle zusammen, sowohl von meteorologischer, wie auch von technischer, hygienischer Seite u.a. mehrfach untersucht worden. Die Abhandlung von W. SCHMIDT: „Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen“ (1925) scheint hierbei zu der molekulären Wärmeleitung und Dampfdiffusion ein wichtiges Moment hinzugefügt zu haben. BONGARD ('26, S. 130) machte auch bei der Verdunstung auf folgenden Umstand aufmerksam: „Praktisch ist vollkommene Luftruhe am Verdunstungsgefäss wohl nicht zu erreichen, zumal da die infolge der Verdunstung entstehendenen Temperaturunterschiede sogleich Anlass zu Luftströmungen geben“.

In der Mikroklimatologie im GEIGERschen Werk ('27) wurde die Konvektion ebenfalls öfters erörtert. VON DEM BORNE ('30, S. 409) gelang es sogar, bei seiner Untersuchung über die Verdunstung des Tonkugel-Atmometers mittels eines Rauchstromes eine um denselben herumführende, absteigende Konvektion sichtbar zu machen.

In wärmetechnischen Untersuchungen, zumal über den Wärmeaustausch der geheizten Platte, der Röhre usw. sind die Konvektion, ihre Strom-, Geschwindigkeits- und Temperaturfelder ausführlich behandelt worden (NUSSERT und JÜRGERS, '28, S. 597; SCHMIDT und BECHMANN, '30, S. 341; JODLBAUER, '33, S. 157), und selbst die Stromlinien der Konvektion wurden mittels Salmiakrauch (LOHRISCH, '29, S. 52) oder durch Schlierenaufnahmen (E. SCHMIDT, '32, S. 181) sichtbar gemacht.

Diese Arbeiten fassten dann KIMBALL und KING ('32, S. 888) theoretisch zusammen und die Ergebnisse sind auch für uns Biologen lehrreich, wie wir später noch sehen werden.

Was nun das Kata-Thermometer von HILL anlangt, so ist auch dabei die Wirkung der Konvektion wohl ersichtlich. „It will be noticed that the rate of cooling, both of the dry ‚kata' and the wet ‚kata,' begins to take an abnormal course at the same point, viz., an air velocity of 1 meter per second. There can be little doubt that the abnormalities are due to convection currents." (HILL u. A., '22, S. 204; vgl. ferner HARGOOD-ASH und HILL, '23, S. 33; VERNON, '26, S. 19; YAGLOW und DOKOFF, '29 S. 281.) Bei dem Coolometer von WEEKS ('31, S. 261) ist auch ähnliches zu sehen.

§2. Übersicht der vorliegenden Untersuchungen

Nach dem oben erörterten ist es begreiflich, dass die konvektive Luftbewegung, wenn die Luftdichte lokale Verschiedenheiten aufweist — sei sie nun durch Ungleichheit der Temperatur oder des Dampfgehalts verursacht worden — selbst in der Luftruhe auftritt. Da nun die Blätter durch Transpiration einerseits, und durch Besonnung andererseits, einem steten Temperaturwechsel unterliegen, so ist es einleuchtend, dass es der Blattfläche entlang konvektive Luftbewegungen geben muss.

Vor zehn Jahren, als ich in unserem Versuchsgarten mit einem tragbaren Elektrothermometer die Blattemperatur gemessen hatte, zeigte es sich bei einem besonnten Blatt von *Ricinus communis*, dass die Übertemperatur stellenweise verschieden ausfällt. Da aber bei Blättern die Verdampfungswärme beirrend einwirkt, versuchte ich die Wärmetönung bei der Bestrahlung zunächst mit berussten Zinkscheiben zu prüfen, und konnte dadurch bestätigen, dass die Temperatur des Scheibe je nach der Stelle und Orientierung einen auffallenden Unterschied aufweist. Dies lässt sich aber nicht anders deuten, als dass sie durch konvektive Strömung der Luft eine Veränderung erfahren hat, denn sonst müssten die Einstrahlung, also auch die Wärmeabgabe durch Leitung, überall fast gleichmässig sein.

Dann war die Frage zu beantworten, welche Art des konvektiven Strombildes hier vorherrsche. Da es sich aber bei der hier untersuchten Konvektion, anders als bei derjenigen der geheitzten Platte usw., nur um schwache Strömungen handelt, so lassen sich für Sichtbarmachung und Messung der Strömung die Schlierenaufnahme, der Quartzfadenanemometer u. dgl. kaum anwenden. Auch die Raucharten von $SiCl_4$, SiO_2Cl_2, $TiCl_4$ sind zu schwere;(1) selbst der Salmiakrauch oder der direkte Weihrauch eines angezündeten Weihrauchstäbchens sind zu stark, um die Strömung naturgetreu nachzuweisen.

Endlich fand ich aber eine Rauchprobe, bei welcher der durch eine Glasröhre langsam ausströmende Weihrauch oder Tabakrauch bis ans Stromfeld gebracht wird. Für derartige Untersuchungen ist aber gleichzeitig ein windstiller Raum unbedingt notwendig, weshalb die Untersuchungen in einen grossen Glaskasten verlegt wurden.

Zur Erzeugung der konvektiven Strömung verwandte ich zuerst einen Zylinder

(1) Die Zubereitung dieser Stoffe hat Herr Dr. E. NISHIBORI übernommen, wofür ich ihm hier herzlichst danken möchte.

oder eine Küvette, die mit über- oder untertemperiertem Wasser angefüllt waren. Die berusste, bestrahlte Zinkplatte und die benetzte Pappscheibe zeigten sich auch verdienstvoll, weil man damit die Stromlinien in beliebiger Flächenneigung beobachten kann.

Die Rauchprobe führt uns nicht nur den Verlauf der Stromlinien vor Augen, sondern auch die Geschwindigkeitsverteilung in der Strömung, und somit auch die schnell strömende Schicht nah an der tätigen Oberfläche, deren Geschwindigkeit sich wohl abmessen lässt. Sie wurde an der Seitenfläche der Küvette, der vertikalen Pappfläche usw. geprüft.

Da diese Strömung durch Temperaturdifferenz: Körperoberfläche/Luft hervorgerufen wird, so bedarf auch das Temperaturfeld der Strömung der Untersuchung; diese wurde durch das Thermoelement, welches mit einem in drei Richtungen beweglichen Verschieber verbunden wurde, um es von ausserhalb des Glaskastens handhaben zu können, gemessen.

Um verdunstendes Schalenwasser entstehen auch, wie WELTEN ('33, S. 74) schon feststellte, je nach der Wassertemperatur auf- oder absteigende Konvektionen. Selbst bei der Temperaturgleichheit entsteht doch noch eine aufsteigende Konvektion, was man als „Dampfkonvektion" bezeichnen darf. Bei der nassen Pappe und Tonkugel ist die Konvektion stets absteigend. Alle diese die Verdunstung begleitenden Konvektionen — die „Verdunstungskonvektionen" — wurden gleichfalls eingehend untersucht.

Ich bemerkte auch, dass, wenn viele konvektiven Strömungen dicht nebeneinander laufen, sich alle zu einer einzigen Strömung zusammensetzten, wie man solche z.B. über den Wasserflächen einer Anzahl Glasflaschen sehen kann.

Bei allen diesen Konvektionen handelt es sich um die sog. statischen Konvektionen; doch gibt es auch dynamische Konvektionen. Zu den letzteren gehört eine wirbelnde Bewegung der Luft um eine schwingende Platte, welche ich mittels Rauchproben beobachtete und als „Schwingkonvektion" bezeichnet habe.

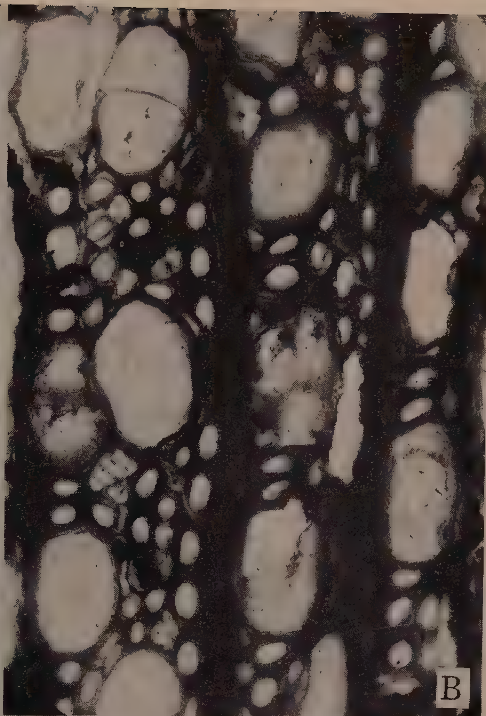
Nachdem ich die Konvektionen durch Modellversuche studiert hatte, wurden diese dann bei Blättern und Sprossen im Schatten, sowie unter Bestrahlung, geprüft. Im letzteren Falle wurde auch gleichzeitig die Veränderung der Blattemperatur gemessen. Soweit die Konvektionen.

Weil nun bei der vertikal gehängten nassen Pappe im dunklen, stillen Raum die konvektive Strömung stets absteigend ist, so versuchte ich, mittels zerlegter Pappstücke aufzuklären, in welcher Weise die Strömung die Verdunstungsverteilung beeinflusst. Ähnliche Versuche hat auch schon SEYBOLD ('27, S. 794) im Wind ausgeführt. Bei meiner Versuchsanordnung zeigte die Verdunstung — die beiden Randstücke ausgenommen — eine fast exponentiale Verteilung, was hauptsächlich auf der Absättigung nach abwärts beruht.

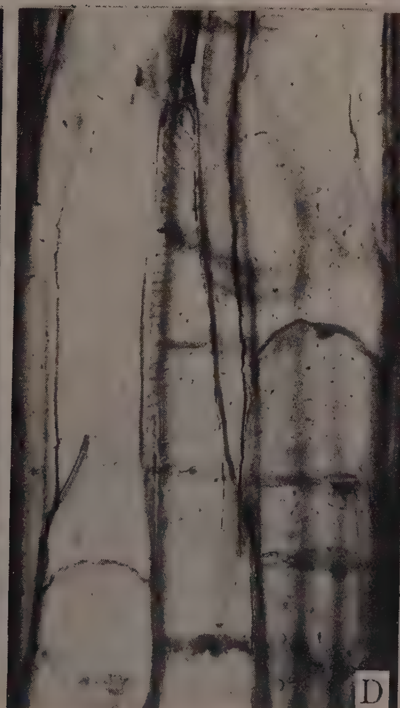
Die Verdunstung wird natürlich durch Luftfeuchtigkeit beeinflusst und gewöhnlich als Funktion des Sättigungsdefizits in mm Hg ausgedrückt. Wenn man aber als Mass des Sättigungsdefizits anstatt des Drucks das Gewicht oder die Wasserdampfkonzentration ρ und daneben den Diffusionkoeffizienten κ in absoluten Einheiten verwendet, so erhält man den meteorologischen Verdunstungskoeffizienten $\kappa\rho$; nämlich das dynamische Sättigungsdefizit, oder sozusagen den Trocknungsindex der Luft, und die Verdunstungsgrösse zeigt stets einen, der genannten Koeffizienten ähnlichen Zahlenwert, sodass der ursprüngliche Zusammenhang dieser beiden Grössen sofort offenbar wird. Es wird dadurch ermöglicht, die Verdunstungsvorgänge weiter zu analysieren.

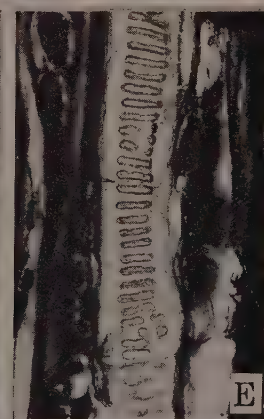
Die Verdunstung der vertikalen Fläche lässt sich mit der Formel $V=kl^n$ ausdrücken, wobei l die vertikale Länge, n den Exponent des Längeneffekts und k den empirischen Koeffizienten darstellen. Durch Differenzierung obiger Formel mit l erhält man weiter die Verdunstungsintensität I in Bezug auf l, nähmlich: $I=il^{n-1}$, wo i den Intensitätskoeffizienten und $n-1$ den Absättigungsindex darstellen. Man kann in dieser Weise die Wirkung von $\kappa\rho$ auf die Verdunstung wohl verstehen.


A


B


C


D


E


F

Trotzdem die Verdunstung der vertikalen Fläche am oberen Teil stärker ist, so ist doch die Oberflächentemperatur des oberen Teils niedriger als am unteren Teil; mit anderen Worten, die Verdunstungsstärke folgt nicht dem Gefälle der Dampfkonzentration: Oberfläche/Luft. Diese Tatsache lehrt uns, dass es nicht das Gefälle, sondern der Gradient der Dampfkonzentration knapp über der Fläche ist, welcher im Wesentlichen die Verdunstung bedingt. Es wurde aber gezeigt, dass der Gradient die ganze Verdunstungsfläche über nicht derselbe ist. Er wird nämlich nicht nur durch Sättigungsdefizit und Absättigung, sondern auch durch konvektive Strömung, Wärmezufuhr usw. lokal verschieden beeinflusst, sodass man ihn als Mass der Verdunstung nicht verwenden kann. Das dynamische Sättigungsdefizit κp, welches im grossen ganzen auch den Gradienten bestimmt, ist hingegen als Verdunstungsmass am geeignetsten und ausreichend.

Die Verdunstungsversuche wurden zuerst bei einer Lufttemperatur von 20° mit verschiedenen Feuchtigkeiten ausgeführt und die k-Werte vieler Versuchsdaten mit κp verglichen. Dadurch wurde erwiesen, dass die k-Werte sich exponential verhalten mit Bezug auf κp, oder $k=k_1(\kappa p)^{n_1}$, also $V=k_1(\kappa p)^{n_1}l^n$.

Dasselbe Verhältnis ist natürlich auch bei 30° zu sehen. Es war aber ganz unerwartet, dass k_1 bei 30° nur etwa 2/3 von den Werten bei 20° beträgt. Mit anderen Worten, k_1 nimmt mit steigender Temperatur ab. Dies wurde aber dadurch verständlich gemacht, dass die Sättigungskonzentration des Wasserdampfes mit steigender Temperatur immer rascher zunimmt, sodass das Wärmegleichgewicht des verdunstenden Körpers bei höherer Temperatur früher erreicht wird, ungeachtet dessen, dass die Temperaturerniedrigung noch geringer als bei niedriger Temperatur ist. Diese Erscheinung wurde als Temperatureffekt auf das Wärmegleichgewicht (T E W G) bezeichnet.

Beiläufig wurde die Verdunstung der nassen Pappe mit der derzeitigen Psychrometerdifferenz verglichen und bestätigt, dass sie der letzteren proportional ist, wie dies oft betont wurde. Es gibt ferner bei dieser keinen nennenswerten Temperatureffekt wie bei k_1, weil die Feuchtkugel selbst auch ein Verdunstungskörper von kleiner Wärmekapazität wie die nassen Pappe ist und in sich selbst schon einen starken T E W G erleidet.

Die Strahlungswirkung auf die Verdunstung im dunklen, stillen Raum wurde auch nach empirischer Formel von 20° berechnet, denn die Verteilung der Verdunstungsintensität sowie der Temperatur in der Verdunstungsfläche waren schon früher ermittelt worden.

Endlich wurde bei der vertikalen Verdunstungsfläche der Effekt der Breite der Pappe empirisch bestimmt. Die Verdunstung geht der Breite proportional vor sich, mit Ausnahme der Ränder, bei denen sie dagegen viel stärker ausfällt.

Soweit die Verdunstung aus den beiden Grundflächen der nassen Pappe. Sodann wurde die einseitige Verdunstung untersucht, wozu die andere Fläche paraffiniert wurde. Es war ein ganz überraschender Befund, dass bei der einseitigen Verdunstung diese weit stärker ausfällt als bei der doppelseitigen. Dies beruht zwar darauf, dass durch die abgekühlte Hinterseite Aussenwärme zugeführt wird, wodurch der Gradient: Verdunstungsfläche/Luft steiler gemacht wird. Falls die Rückseite durch eine Kupferplatte, ein Holzbrett usw. bedeckt wird, wird die Wärmeleitung aus dem Rücken, und damit auch die Entfernung der vorbeistreichenden Schnellschicht und der Gradient mehr oder minder modifiziert, sodass auch der Längenexponent eine ansehnliche Veränderung erfährt. Der Exponent zeigt ferner je nach der Höhe der Lufttemperatur eine gewisse Diskrepanz.

Bei der vertikalen Pappe weist die Verdunstung, falls die Ränder unbedeckt bleiben, infolge freier Verdunstung von hier aus, eine merkliche Zunahme im Vergleich mit der randgeschützten auf, und nur bei diesem letzteren Falle zeigt der Längenexponent eine richtige Grösse.

Es wurde dann die Verdunstung der Pappscheiben in horizontaler Lage untersucht. Zuerst wurde die 5 cm Scheibe im Ringsystem zerlegt, wie SEYBOLD dies schon getan hatte, ('29 a, S. 26) und in normaler, inverser, umränderter Lage sowie im Schalengrund untersucht, dann die obere, untere und beiderseitige Verdunstung geprüft, um die Verdunstungsverteilung zu vergleichen. Dann wurden die Abkühlungsgrade der kleinen und grossen Scheiben sowie die Temperaturverteilung von 5 cm Scheiben bei ein- und beiderseitiger Verdunstung verglichen. Weiter wurden die Wirkung der Lufttemperaturen und Feuchtigkeiten sowie des Randeffekts untersucht, und zuletzt die erhaltenen Ergebnisse mit den Psychrometerdifferenzen verglichen.

Für die letzten Verdunstungsversuche wurde das PICHE-Evaporimeter verwandt und gefunden, dass die Verdunstung dieser Geräte sich ebenfalls dem Trocknungsindex der Luft exponential verhält; dass die Randfläche der Papierscheibe viel stärker verdunstet als die horizontalen Grundflächen; dass die Verdunstungsmenge dieser Scheibe infolge Wärmezufuhr aus dem Bürettenwasser grösser ausfällt als die der unbedeckten freien Scheibe; und dass der Druckunterschied der Wassersäule von 10 cm Höhe keinen Einfluss auf die Verdunstung ausübt.

In Teil III wurden endlich das Psychrometer, verschiedene Evaporimeterarten, die sog. Verdunstungskraft, die relative Transpiration usw. kritisch behandelt und ein neuer Standard „die meteorologische Verdunstungszahl" vorgeschlagen und diese als Massgabe die relative Evaporation und relative Transpiration definiert.

Bevor ich aber auf die Einzelheiten eingehe, möchte ich zuerst das Wort „Konvektion" definieren.

§3. Definition der Konvektionen

Die ursprüngliche Auffassung der Konvektion (*convectio*) ist der Wärmetransport durch Strömung im Gegensatz zur molekulären Wärmeleitung (*conductio*), oft wird aber auch die Strömung allein in Betracht gezogen. Weil diese Strömung durch Dichteunterschied benachbarter Luftmassen infolge verschiedener Temperaturen korrelativ hervorgerufen wird, so nennt man sie unter Umständen „Gravitations-" oder „Temperaturkonvektion", oder ihrer Richtung gemäss „vertikale Konvektion" (GEIGER, '27, S. 30; ÅNGSTROM, '19, S. 348), während der horizontale Anteil dieser zirkulierenden Strömung von klimatologischer Seite zuweilen als „Advektion" ausgezeichnet wird (GEIGER, l.c. S. 62).

Mit dieser Strömung wird die umgebende Luft durch Reibung und Druck vertrieben, was man im Gegensatz zur statischen als „Reibungs"- oder „dynamische" Konvektion (W. SCHMIDT, '25, S. 9) bezeichnet. Nicht selten nennt man auch diejenige schwache Strömung, die kaum als Wind fühlbar ist, einfach Konvektion (SEYBOLD, '27, S. 801).

Vom pflanzenphysiologischen Standpunkt aus betrachtet ist es aber zunächst nötig zu unterscheiden, ob die Strömung von der betreffenden Pflanzenoberfläche selbst erzeugt wird, oder ob sie von aussen hergeleitet wird. Die erstere wird zuweilen als „natürliche", „freie" oder „selbständige" Konvektion (vgl. obige Authoren) oder „Grundventilation" (V. DEM BORNE, '30, S. 413), und die letztere als „erzwugene", „unfrei-

willige", „unselbständige" Konvektion oder „äussere Ventilation" bezeichnet. Wörtlich ist es aber einfacher und bequemer, die erstere als „Autokonvektion" und die letztere „Parakonvektion" zu nennen. Mit Bezug auf die Transpiration kann z.B. eine autokonvektive Strömung eines Blattes auf ein anderes sofort parakonvektiv einwirken, selbst wenn keine äussere Luftströmung (Wind) vorhanden ist.

Unter den Gravitationskonvektionen gibt es ausser der einfachen Temperaturkonvektion noch andere Konvektionen, die ich genau verfolgen konnte. Beim verdunstenden Körper entsteht z.B. eine meist absteigende Konvektion, was man als „Verdunstungskonvektion" bezeichnen darf. Diese spielt bei der Verdunstung in ruhiger Luft eine entscheidende Rolle. An der Wasseroberfläche, falls sie etwa gleichtemperiert wie die Luft ist, wird eine aufsteigende Konvektion der dampfgesättigten, leichteren Luft hervorgerufen, die wir „Dampfkonvektion" nennen möchten. Ferner um ein schwingendes Blatt oder dergleichen entsteht eine dynamische, turbulente Bewegung der Luft, was als „Schwingkonvektion" bezeichnen darf, worüber später die Rede sein wird.

II. Methodisches

§4. Konvektionskasten und Dreiachsenverschieber

Bei der Untersuchung der Konvektion ist es unbedingt nötig, einen möglichst ruhigen Luftraum vorzubereiten, da im gewöhnlichen Zimmer die Türen, Fenster, Geräte, besonders aber die Körperwärme und Handlung des Experimentators zur Turbulenz Anlass geben, sodass eine stille Luft gar nicht erhaltbar ist.

Um diese störenden Wirkungen abzuhalten, bediente ich mich eines Glaskastens (Abb. 1). Er besteht aus hölzernem Rahmen von 70 cm Breite, 50 cm Tiefe und 100 cm Höhe; die untere Seite ist frei, die Seitenwände rechts und links sind mit je zwei Schiebetüren in zwei Reihen oben und unten, und dazwischen mit je einem schmalen Schiebbrett mit drei Löchern von 2 cm Durchmesser versehen. Wir möchten diesen Kasten seinem Zweck gemäss „Konvektionskasten" nennen (Abb. 1). Bei den Verdunstungsversuchen habe ich einen Kasten von noch grösseren Dimensionen gebraucht, nämlich 90×75×115 cm, den wir „Verdunstungskasten" bezeichnen wollen.(1)

Selbst in diesem Kasten ist aber eine absolute Luftruhe kaum zu erwarten. Während des Abbrennens des Weihrauchstäbchens (s. unten) entsteht um die Rauchröhre herum eine schwache aufsteigende Konvektion (Abb. 6). Falls im Zimmer etwaige Temperaturungleichheit herrscht, so veranlasst diese längs der Seitenwände des Kastens eine einseitige auf- oder absteigende Rotationsströmung, die auch bei der

---

(1) Man kann auch einen noch kleineren Kasten verwenden. Ist aber die Versuchskonvektion schon stark, so wird die daraus hergeleitete Luftzirkulation bei den kleinen Kästen auch sehr lebhaft und führt leicht zu Abänderungen der primären Konvektion.

übrigen Luftmasse des Kastens eine sekundäre Reibungsströmung hervorrufen kann. Kleine Löcher wie die des Schiebbretts, oder zeitweiliges Öffnen der Schiebetür üben hingegen, soweit das Zimmer nicht windig ist, keine merkliche Störung aus. Jedenfalls ist aber der mittlere Teil des Kastenraums am ruhigsten.

1 

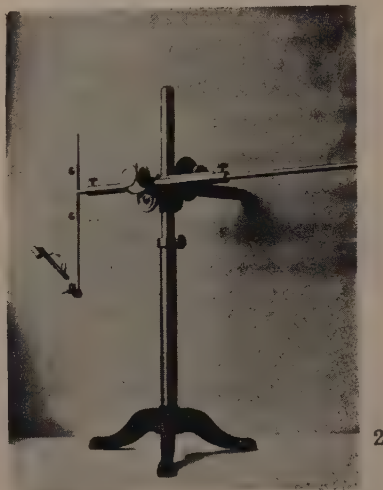
 2

Abb. 1. Konvektionskasten. Die Trocken- und Feuchtthermometer an der linken Seite sind mit einer versilberten Platte geschirmt. Die Schiebetüren an der rechten Seite oben und unten sind teils geöffnet.

Abb. 2. Dreiachsenverschieber. ×1/14.3

Bei der Messung der Temperaturverteilung im Konvektionsfeld oder in der verdunstenden Scheibe muss man die thermoelektrische Nadel an verschiedenen Stellen der genannten Objekte anbringen. Die Menschenhand ruft aber eine heftige Turbulenz hervor, deshalb ist es notwendig die Thermonadel vòn aussen zu manipulieren. Dafür habe ich einen in drei Richtungen verschiebbaren Halter angefertigt, den ich „Dreiachsenverschieber" nennen möchte (Abb. 2). Dieser hat folgende Konstruktion:

Auf einem Stativ mit geradem Tubus von 33 cm Länge steht eine Säule von 60 cm, die durch Ausziehen aus dem Tubus eine grobe Einstellung bis zu 30 cm ermöglicht. Auf den oberen Teil dieser Vertikalachse passt ein Ring mit einem Zahnrad, der durch einen Auftrieb 20 cm auf und ab bewegbar ist. Dieser Ring trägt an der opponierten Seite einen quer gestellten Ring, der eine horizontal vorn und hinten gerichtete Achse hat, die sich ebenfalls durch Zahnrad und Auftrieb 20 cm in die genannte Richtung verschieben lässt. An einem Ende dieser Achse ist das dritte Zahnrad und ein weiterer Auftrieb befestigt, welche dem wagerecht nach rechts und links gerichteten Tubus 20 cm Bewegung gestatten. Durch diesen Tubus hindurch ist ein beliebig verschiebbarer T-förmiger Stab von 60 cm Länge inseriert und an seinem kurzen senkrechten hohlen Arm ein Stab von 10 bis 60 cm Länge befestigt. Der letztere hält mittelst zweier Kugelgelenke einen Thermoelement-Behälter fest. Dieser Behälter lässt sich mithin an beliebige Stellen des Kastens verstellen. Ein Umlauf jeder Triebscheibe verschiebt die Achse um 24 mm. Jeder Auftrieb hat einen

Zeiger und eine Winkelscheibe, die in 48 Sektoren (je 7.5°) geteilt ist. Die Einstellung der Thermonadel ist daher im 20 cm kubischen Raum mit 0.5 mm Genauigkeit ausführbar.

Bei der Messung des Temperaturfeldes werden die Schiebetüren rechts oben vom Kasten fortgenommen und das offene Fenster mit zwei Flannellstücken von beiden Seiten klappenartig geschlossen und die Rechts-Linksachse des Manipulators zwischen dieselben hineingesteckt (Abb. 3).



Abb. 3. Konvektionskasten bei der Messung des Temperaturfeldes einer Küvette mit Thermoelement.

§5. Physikochemische Eigenschaften des Tabak- und Weihrauches

Weil der Rauch ein nützliches Versuchsmaterial der Konvektion ist, so ist es erwünscht, seine physikochemischen Eigenschaften möglichst klarzustellen. Einige physikalischen Eigenschaften des Rauches, wie Grösse der Teilchen, Koagulation, Struktur, Dichte, Photophorese, Lichtzerstreuung, Evaporation usw. sind von GIBBS ('24), WHYTLAW-GRAY und PATTERSON ('32) und WINKEL und JANDER ('34) näher erörtert worden. Ihre Raucharten sind aber meist einfaches Stoffe wie Stearinsäure, Magnesiumoxyd, u.v.a., während der Tabak- und Weihrauch, die sich als Probiermittel bequem verwenden lassen, von komplizierter Natur sind.

Betreffs der chemischen Zusammensetzung des Tabakrauches gibt es viele Angaben; ich verweise z.B. auf KISSLING ('20). Er enthält nebst einigen Gasen viele flüssige und feste Stoffe, wie Nikotin, Pyridinbasen, aliphatische Säuren usw. als flüssige Anteile und Paraffin bzw. Pflanzenwachs, Tabakharz, Brenzkatechin und verschiedene kohlenstoffreiche Substanzen als feste Anteile, obwohl es noch unentschieden bleibt, ob jedes Rauchteilchen alle diese Bestandteile gleichmässig enthält oder je nach den Teilchen gewisse Verschiedenheiten vorhanden sind.

Was nun den Weihrauch anbetrifft, so wurden von SUZUKI ('28) einige physikalische Phänomene beim Abbrennen der Stäbchen näher untersucht. Es sind

nämlich seine hygroskopische Gewichts- und Längenänderung, die Zündgeschwindigkeit im Zusammenhang mit seiner Dicke und Neigung sowie mit Temperatur und Feuchtigkeit, seine spezifische Wärme, Zündtemperatur usw., worüber ich nachher noch sprechen möchte. Betreffs der chemischen Bestandteile gibt es aber keine Angabe. Das Weihrauchstäbchen aus Japan besteht hauptsächlich aus pulverisierter Rinde von *Machilus*-Arten und dgl., der je nach den Handelssorten verschiedene aromatische Pflanzenmaterialien beigefügt worden sind. Es enthält mithin Zellulose, Holz, Gummi, Schleim, Harz, Aroma nebst vielen Mineralstoffen. Der daraus hervorkommende Rauch scheint demnach, wennwohl reicher an aromatischem Anteilen und ohne Nikotin, doch in seinem physikalischen Zustand dem Tabakrauch nicht unähnlich zu sein.

Die Zündtemperatur beträgt bei Zigaretten nach thermoelektlischen Messungen von SHIKATA ('26) durchschnittlich 560°–727°, und die des Weihrauchstäbchens nach SUZUKI ('28), gemessen mit einem optischen Pyrometer, je nach dem Zündorte 760°–840°. Das Zündstück soll demnach bis zu diesen Temperaturen graduell erhitzt werden. Je flüchtiger der darin enthaltene Stoff ist, desto früher soll er aus dem Substrat entweichen.(1). Dies Verhalten ist bei einem in wagerechter Lage angezündeten Stäbchens besonders klar erkennbar. Die für meine Versuche verwandten Stäbchen werden in dem Rauchwerkgeschäft KYÛKYODÔ, Kyoto, unter dem Handelsnamen „Sôryûkô“ verkauft. Sie sind ca. 20 cm lang und durchschnittlich 1.25 mm dick.

Zündet man das Weihrauchstäbchen in senkrechter Lage im Konvektionkasten an, so geht die Zündung mit einer Geschwindigkeit von ca. 4.8 mm/min., innerhalb der Rauchröhre (s. unten) aber je nach der Stelle 4–4.5 mm/min., ständig fort. Der Rauch besteht aus den früh entweichenden braunen festen Teilchen und den später destillierten, blau aussehenden Teerteilchen mit mehr oder minder beigemengtem, hygroskopischem Wasser, wie sich dies bei der Zündung in wagerechter Lage wohl unterscheiden lässt (KORIBA, '37, S. 1271).

Die Grösse der Rauchteilchen soll nach WHYTLAW-GRAY und PATTERSON ('32, S. 56 u. 105) im allgemeinen 0.06–1.31 μ und der Tabakrauch nach NOTO ('34, S. 283) durchschnittlich 0.8–1.12 μ betragen. Das einzelne Teilchen besitzt also eine gewisse Fallgeschwindigkeit, die aber nach dem STOKESschen Gesetz im Höchstfall weniger als 0.05 cm/sec betragen sollte. Sofern aber der Rauch noch in der durch Zündung erhitzten Luft dispergiert vorhanden ist, wird er durch die Luft beliebig getragen. Wenn aber der schon abgekühlte Rauch noch eine ansehnliche Masse ausmacht, so fällt diese als einheitliche Masse, je grösser desto schneller ab, wobei sie meist eine Schirmform annimmt (s. z.B. Abb. 7a u. 42). Diese Form entsteht stets dann, wenn das Rauchstück durch sein eigenes Gewicht oder sein Bewegungsmoment sich durch die ruhige Luft bewegt; es ist ein axialsymmetrisches, wirbelartiges Reibungsbild (vgl. WINKELMANN, '08, S. 1069).

§6. Probierraucharten

Weil der naszierende Weihrauch eine Geschwindigkeit von etwa 20 cm/sec hat, so werden die meisten Konvektionsströme dadurch stark modifiziert; weil sich ferner der aufsteigende Rauch auf der Oberseite eines Versuchsobjekts nicht anbringen lässt, so ist der direkte Weihrauch für Prüfung der Konvektion nicht geeignet. Um diese Umstände zu verbessern, habe ich einige Rauchröhren zur Verwendung gebracht, um damit verschieden gerichtete, langsam strömenden Raucharten herzu-

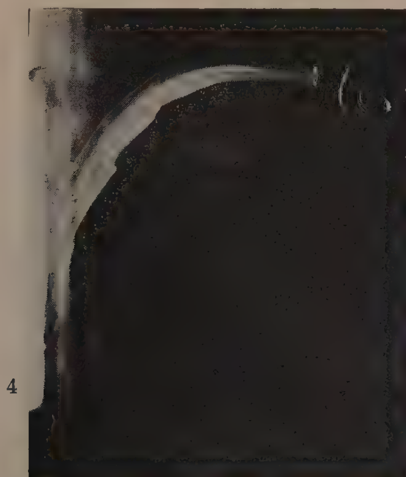
(1) Bei der Holzdistillation nach KLAR ('10, S. 33, Tabelle) soll sich der Rauch (Teer) erst über 280° entwickeln.

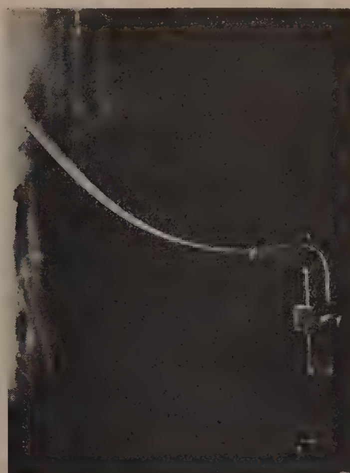
stellen. Für sehr schwache Konvektion ist jedoch der strömende Rohrrauch, wie langsam er auch sei, noch zu stark. Hierfür ist der aufgelegte Tabakrauch sowie der Schweberauch sehr zweckdienlich.

a) Die Rauchröhren und direkten Rohrraucharten

Die Rauchröhre ist eine gekrümmte Glasröhre von 3–4 cm Durchmesser und einigen Dezimeter Länge. Sie besteht aus drei Teilen: einem vertikalen Empfangsteil, einem horizontalen Abkühlungsteil und einem verschmälerten, nach oben, unten oder wagerecht gerichteten Austrittsteil. Steckt man ein angezündetes Weihrauchstäbchen in die Empfangsröhre, so steigt der Rauch zunächst in die Abkühlungsröhre auf, verweilt dort um einige Zehnsekunden, während welcher die grobkörnigen

4





5

6



Abb. 4. Horizontaler Rohrrauch aus der langen Abkühlungs- und einmal gewundenen Austrittsröhre.

Abb. 5. Horizontaler Rohrrauch aus der kurzen Rauchröhre.

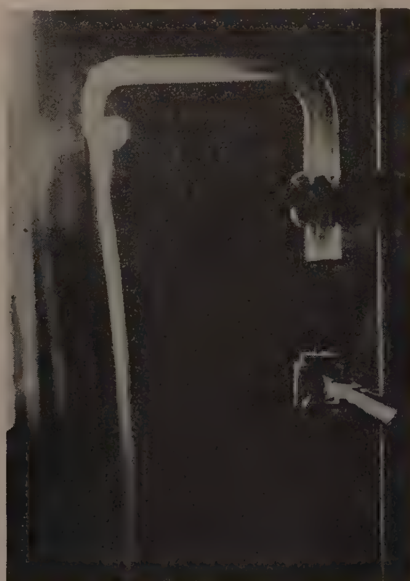
Abb. 6. Aufströmender Rohrrauch, der sich durch sein Eigengewicht sofort schirmförmig senkt.

Rauchteilchen grösstenteils niedergeschlagen werden.(1) Der so angesammelte Rauch strömt dann, infolge der konvektiven Einsaugung der Luft unten von der Empfangsröhre, aus der Austrittsöffnung mit faseriger Struktur aus. Wir möchten dies als „direkten Rohrrauch“ bezeichnen im Gegensatz zum primären naszierenden Rauch. Die initiale Geschwindigkeit dieses Rauches beträgt ca. 3–7 cm/sec.(2)

Die Geschwindigkeit der Ausströmung wird hauptsächlich durch die Durchlüftungsmenge und Grösse der Öffnung bedingt, und die erstere wird ferner durch Dicke und Gesamtvolumen der Rauchröhre, durch Lage des Zündpunktes usw. beeinflusst. Die Ausströmung ist am stärksten, wenn der Zündpunkt sich im Niveau der unteren Öffnung befindet, unter demselben etwas schwächer und innerhalb der Röhre infolge der Zündungsverzögerung viel schwächer.(3) Steht ferner der Zündpunkt nah an der inneren Wand der Empfangsröhre, so wird die Zündung infolge des Reibungswiderstandes der wandnahen Luftschicht merklich schwächer.



a



b

Abb. 7. Abströmender Rohrrauch: a mit schirmförmiger Rauchfront, b ein kontinuierlicher Rauchstrom.

Tritt der Rohrrauch horizontal aus der Öffnung aus, so strömt er zuerst wagerecht weiter, bald wird er aber auf- oder abwärts gebeugt. Ist die Abkühlröhre mehr als 20 cm lang, so wird der Rauch, oder besser die den Rauch enthaltende Luft, während des Verweilens in der Röhre bereits abgekühlt und der Rauch fliesst durch sein Gewicht

(1) Nach öfterer Benutzung bedeckt sich mithin die untere Seite der Röhre mit einem dickerem Überzug von Teer.

(2) Verwendet man ein dickeres Weihrauchstäbchen, so wird die Ausströmung der grösseren Zündmenge wegen viel stärker, wenngleich die Zündgeschwindigkeit umgekehrt proportional wie der Radius des Stäbchens verzögert wird (SUZUKI, S. 21). Bei Zigaretten ist die Ausströmung noch stärker.

(3) Bei Beginn der Entzündung, wobei der Zündpunkt hoch in der Röhre steht und die Röhre noch nicht erwärmt ist, tritt der Rauch sogar erst aus der Röhre zurück.

abwärts (Abb. 4). Ist aber die Röhre kürzer, so ist die ausströmende Luft noch etwas wärmer als die umgebende Luft und der Rauch strömt zuerst mehr oder minder aufwärts (Abb. 5). Ist die Öffnung aufwärts gerichtet, so strömt der Rauch zuerst aufwärts und erst nach dem Ausgleich der Steigkraft mit seinem Eigengewicht wendet er sich in schirmförmiger Gestalt um, strömt dann abwärts (Abb. 6). Ist die Öffnung abwärts gerichtet, so strömt das Rauchbündel sofort abwärts und zwar zuerst mit einer schirmförmigen Rauchfront (Abb. 7a, b).

Je länger der Rauch in der Abkühlröhre verweilt, desto mehr wird er in leichtere und schwerere Teilchen oben und unten abgesondert, und die untere Hälfte des Rauchbündels viel dichter. Um diese Inhomogenität des Strombündels zu vermindern, habe ich meistens diejenigen Rauchröhren verwendet, deren Austrittsröhre einmal spiral gewunden ist (Abb. 4 u. 7). Der Rauch wird hierbei vollkommen abgekühlt wie die thermoelektrische Messung wohl erkennen lässt.

b) *Der abgebremste Rohrrauch*

Der direkte Rohrrauch ist für die Prüfung der schwachen Luftbewegung noch zu stark, ich bemühte mich daher, den Rohrrauch abzubremsen. Hierfür machte ich einen Papierzylinder von 4 cm Breite und 15–30 cm Länge, der oben geschlossen, unten mit einem kappenförmigen Netz aus Kupferdraht (0.2 mm dick mit der Maschenzahl


8


9

Abb. 8. Eine horizontale Rauchröhre mit Anhangsröhre für Abbremsung. (Im Empfangsteil der Röhre ist ein Weihrauchstäbchen zu sehen.)
Abb. 9. Abgebremster Rohrrauch.

75 pro 10 cm) begrenzt ist und durch eine seitliche Öffnung die wagerechten Rauchröhre empfängt (Abb. 8). Man erhält auf diese Weise einen breiten Rauchstrom, dessen initiale Geschwindigkeit weniger als 1 cm beträgt (Abb. 9).(1) Wir möchten

(1) Der Rauch erfährt aber nach der Ausströmung eine Fallbewegung, und seine Geschwindigkeit beträgt in 10–20 cm unten etwa 3–5 cm. Weiter abwärts wird er nun infolge der Reibung der umgebenden Luft allmählich zerstreut und wieder langsamer.

diesen Rauch als „abgebremsten Rohrrauch“ bezeichnen. Dieser Rauchstrom ist aber nur bei absteigender Konvektion anwendbar.

c) *Der geteilte Rauch*

Weil der abgebremste Rauch in seiner Querschnittsgrösse nur ca. 3 cm beträgt, so werden die Stromlinien eines grösseren Konvektionsfeldes nur teilweise vertreten. Es ist also erwünscht, das Strömungsareal des Rauches noch zu erweitern.

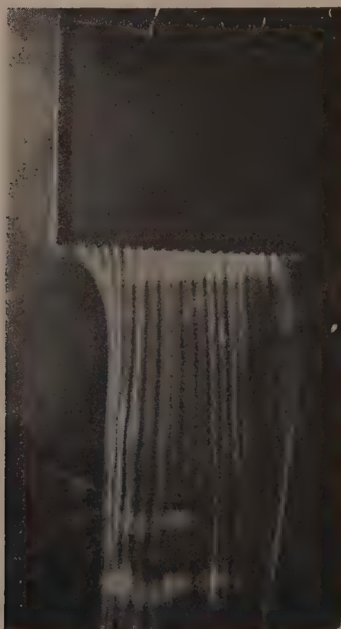


Abb. 10. Vertikal geteilter Rohrrauch.

Um die Rauchströme in vertikaler Ebene erweitert strömen zu lassen, machte ich einen flachen Papiersack von beispielsweise 22 cm Breite, 15 cm Höhe und 1–3 cm Dicke, der am unteren Rand in je 5 mm Abstand mit 19 Löchern von 5 mm Breite versehen war. Der Rauchsack war oben mit einer kugeligen Ansatzröhre verbunden, der seitlich mit einem Loch für die wagerechte Rauchröhre eingesetzt wurde. Die Löcher hindurch strömen die Rauchlinien etwa parallel ab (Abb. 10). Die initiale Geschwindigkeit beträgt etwa ½ cm/sec, unterwärts nimmt sie aber bis um 2 cm zu. Der geteilte Rauch ist ebenfalls nur für die absteigende Konvektion anwendbar.

d) *Der aufgelegte Rauch*

Wie oben erwähnt, ist der strömende Rauch, selbst wenn er möglichst abgebremst ist, noch zu stark, um eine sehr schwache Konvektion zu prüfen. Besonders innerhab eines Wassergefässes, wo man die Verdunstungskonvektion prüfen soll, wirkt der strömende Rauch auf die Luft aufrührend ein, weil eine Einströmung notwendig eine Ausströmung hervorruft und dadurch zu stetiger Zirkulation Anlass gibt. Es ist also unter Umständen nützlich, beim Konvektionsfeld einen still liegenden Rauch anzubringen. Hierfür ist der aus einer Glasröhre ausgeblasene Tabakrauch dienlich. Man dann diesen nicht nur an der Oberfläche eines Körpers anlegen, sondern auch ins Gefäss eingiessen oder in beliebige Lufträume ausstreuen, um ihn dann in Schweberauch zu verwandeln.

Der aus dem Munde kommende Rauch wird infolge der Dampfabsorbierung an den Teilchen und vermutlich auch durch lebhafte Koagulation grobkörnig mit bräunlich-weisser Farbe.(1) Bläst man ihn durch eine lange Glasröhre, so wird er während der Durchströmung schon bis zur Lufttemperatur abgekühlt und sinkt durch sein Eigengewicht sofort hinab. Hierfür ist eine Glasröhre von etwa 5 mm Innendicke und 70 cm Länge und etwa 10 cm abwärts geknicktem Hinterende zweckdienlich.

Der aufgeblasene Rauch zeigt einige interessante Eigenschaften. Wenn er auf

---

(1) Um die Benetzung und Gewichtszunahme des Rauches möglichst zu vermeiden, kann man den Tabakrauch zuerst in eine Flasche mit konzentrierter Schwefelsäure eingiessen und dann mittelst der Gummiblase durch eine Glasröhre an der gewünschten Stelle ruhig auslassen. Der Rauch wird dann dünner und leichter. In praktischer Hinsicht ist aber der direkte Mundrauch viel bequemer.

die wagerechte Oberfläche gelegt wird, verbreitet er sich etwa wie auseinanderfliessendes Wasser. Man kann daher den Rauch leicht in das Gefäss hineingiessen oder an der Wasseroberfläche, wo die konvektive Luftbewegung geprüft werden soll, anlegen. Wir möchten diesen Rauch als „aufgelegten Rauch" bezeichnen.

e) *Der Schweberauch*

Wie bisher erörtert wurde, zeigt der Rohrrauch stets eine Strömungsträgheit, auch ist der gelegte Rauch ziemlich schwer; mit anderen Worten, alle diese Raucharten sind insofern nachteilig, als man durch sie die Stromlinien der Konvektion nicht naturgetreu nachweisen kann. Für diesen Zweck ist der Schweberauch am zuverlässigsten.

Die Geschwindigkeit dieses Rauches inmitten des Konvektionskastens ist meistens weniger als 1 cm/sec, was die unregelmässig zirkulierende Bewegung der Kastenluft repräsentiert. Der Rauch ist meist sehr fein, sodass er sich kaum photographieren lässt, desto besser folgt er nach der obwaltenden Strömung, wenn er einmal in das Konvektionsfeld eingewandert ist.(1)

§7. Die Temperatur- und Feuchtigkeitsmessungen

Die Luft- und Wassertemperaturen und die Luftfeuchtigkeit wurden mit sechs genau kalibrierten Quecksilberthermometern von $0.1° \times 50°C$ Skala, das autokonvektive Temperaturfeld sowie die Oberflächentemperatur der bestrahlten Schwarzscheibe und der verdunstenden Pappscheibe thermoelektrisch gemessen. Die Thermometerablesung wurde von aussen mittels eines Fernrohrs vorgenommen, mit welchem sich die Grade bis zu 0.01° unterscheiden liessen. Bei der Feuchtigkeitsmessung ist das Aspirationspsychrometer wegen der Turbulenzbildung nicht brauchbar, daher wurden nur die stehende Trocken- und Feuchtkugel verwendet.

Um nun einen dünnen Rauchstrom näher besichtigen zu können, muss der Rauch gegen einen dunklen Hintergrund so gehalten werden, dass das diffuse Licht von hinten her schräg nach vorn auf den Rauch fällt wie etwa vor der Zimmerwand zwischen zwei Fenstern. Deshalb wurden auch die Thermometer dem Himmelslicht aus dem Ostfenster des Versuchszimmers ausgesetzt. Um etwaige Lichtwirkung auf die Hg-Kugel zu vermeiden, wurde mithin eine versilberte Platte von 7×13 cm an der linken Seitenwand des Kastens 2 cm hinter den Kugeln senkrecht befestigt.

Um zu prüfen, wie nun das Licht die Thermometerablesung beeinflusst, wurden vergleichshalber einige Beobachtungen mit Hilfe der geschwärzten Hg-Kugel gemacht. Nachmittags bei hellem Tage zeigten z.B. eine nackte und eine geschwärzte Kugel an ungeschützten Stellen des Kastens 0.10° resp. 0.24° höhere Grade als an geschützten, während an der geschützten Stelle die geschwärzte nur 0.05° höher war als die nackte. Es scheint demnach die geschützte Trockenkugel einen noch etwa 0.02° höheren Grad zu zeigen als die wahre Lufttemperatur, was aber bei den vorliegenden Einrichtungen ganz unvermeidlich war.

Die Feuchtkugel wurde mit einer Schicht dünnen japanischen Papiers „Yosinogami" umwickelt und so in das darunter aufgehängte Wassergefäss getaucht, dass der untere Teil derselben 2 cm über den Rand hinausragten. Die Wasseraufsaugung des Papiers nimmt aber nach einigen Tagen, besonders in der heissen Zeit, allmählich ab, deshalb musste das Papier im Voraus erneuert werden.

Die relative Feuchtigkeit wurde mittelst der „Meteorologischen Tabellen", herausgegeben von der Japanischen Meteorologischen Gesellschaft, berechnet. Die maximale Dampfspannung in dieser Tabelle ist nach der BROCKschen Formel und der

(1) Gelegentlich wurde ein solcher in Abb. 20 b rechts photographisch aufgenommen.

Psychrometerwert nach der ANGOTschen berechnet worden und etwas kleiner als derjenige von LANDOLT-BÖRNSTEIN, wie beispielweise folgende Ziffern zeigen:

TABELLE 1

Maximale Dampfspannung nach	Temperatur 0°	10°	20°	30°
LANDOLT-BÖRNSTEIN	4.579	9.209	17.533	31.824
BROCK-ANGOT	4.57	9.14	17.36	31.51
Differenz	0.009	0.069	0.173	0.314

Für Berechnung der relativen Feuchtigkeit besteht aber kaum ein Unterschied. Zudem ist die genannte Tabelle sehr bequem eingerichtet, um den Dampfdruck bis zu zwei Dezimalstellen sofort zu berechnen.

Für die thermoelektrische Messung wurde ein Elektrothermometer, der durch die Firma „Eko Shokai“ angefertigt ist, zur Verwendung gebracht (Abb. 3). Es besteht aus folgenden Teilen: (1) Ein Zeigergalvanometer mit Bändchenaufhängung von 1×10^{-6} Volt Empfindlichkeit und 40.34 Ω Widerstand, (2) Stammstromkreis mit Manganin 1 Ω Widerstand, nebst Nebenschluss mit Nichrom 10 Ω Widerstand, welch letzterer aber beim gewöhnlichen Temperaturbereich nicht nötig ist. (3) Ein Abzweigkreis vom Potentiometer-Prinzip mit zwei Regulierwiderständen von Nichrom 40 und 3000 Ω. Diese drei Teile sind in einer tragbaren Holzkiste verpackt. (4) Thermostromkreis von Eisen-Nickel oder Kupfer-Konstantan Drähten. Die zweite Lötstelle jedes Elements ist von einer mit Pech gedichteten Glasröhre umschlossen und steckt in einer Thermosflasche mit Eis. (5) Ein Akkumulator.

Als Thermoelement habe ich zuerst bei der Messung der bestrahlten Schwarzscheibe eine schief gespitzte Thermonadel von Eisen-Nickel benutzt. Bei dieser Form von Thermoelement tritt aber unvermeidlich eine Wärmeleitung zwischen der Oberfläche und der darüber befindlichen Luftschicht durch die Nadel selber ein (KNOBLAUCH und HENCKY, '26, S. 60); deshalb habe ich hiernach stets dasjenige Element gebraucht, dessen Lötstelle mit den anschliessenden Drähten mehr als 1 cm lang quer gerichtet ist, damit diese Strecke mit der zu messenden Fläche in dichte Berührung kommt.

Macht man den Stammstromkreis durch Regulierung der groben und feineren Potentiometerscheibe bei einer bestimmten Temperatur stromlos (Nulltemperatur), dann lässt sich die Messtemperatur als Galvanometerausschlag vermittelst der Eichkurve, die fast gerade läuft, sofort ablesen. Der Temperaturbereich für die 100 Galvanometerskala beträgt je nach dem Thermoelement 6.7° bis 13°. Da aber der Stromkreis nebst den Elementendrähten noch verschiedene andere Metalle in sich schliessen wie Nichrom, Konstantan, Silber, so weichen die Galvanometerausschläge je nach Höhe der Null- und Lufttemperaturen ein wenig ab, dass man dementsprechend eine Eichkurve machen musste. Die Einstellzeit des Galvanometers beträgt fast eine Minute.

Teil I.

KONVEKTION

III. Temperaturkonvektion

Um die Temperaturkonvektion zu studieren, ist zunächst ein zylindrisches oder kubisches Gefäss aus Kupferblech dienlich, denn erstens ist eine gewünschte Temperatur durch das enthaltene Wasser leicht zu er-

halten, zweitens besitzt das Gefäss dreierlei Flächen, die obere, die seitliche und die untere, von denen jede bei der Gravitationskonvektion ein charakteristisches Verhalten aufweist.

Als Grösse der Gefässe wählte ich 10 cm Breite und Höhe. Oben nah am Rand sind sie mit einer Zusatzröhre von 1.5 cm Breite und 5 cm Höhe für die Wasserfüllung und Thermometereinsetzung versehen.(1) Das Gefäss steht inmitten des Konvektionskastens auf drei Schraubenköpfen, welche auf einem eisernen Dreifuss befestigt sind, 40 bis 50 cm hoch, um auf diese Weise den Konvektionsstrom unbehindert fortgehen zu lassen.

Bei den Versuchen arbeitete ich hauptsächlich mit absteigendem Strom, weil beim aufsteigenden, wenn es sich um schwachen Strom handelt, sich das eigene Gewicht des Rauches mehr oder minder beirrend bemerklar macht. Beide Strömungen sind natürlich im grossen ganzen fast dieselben.(2)

§8. Die Konvektion um die untertemperierte Zylinderoberfläche

Sendet man die vertikal geteilten Rauchströme von oben her auf die untertemperierte Zylinderoberfläche, so wenden sich alle Ströme von



a b

Abb. 11. Autokonvektive Stromlinien des geteilten Rauches um einen untertemperierten Zylinder: die Temperaturen der Luft und des Zylinders waren bei a 24.4° : 23.5° und bei b 23.2° : 18.2°, die Untertemperaturen sind mithin –0.9° bei a und –5.0° bei b.

oben nach den Zylinderoberkanten hin schief abwärts (Abb. 11 a b), strömen dann längs der Seitenwand und, um die untere Kante herum kon-

(1) Das Kupferblech des Gefässes beträgt 0.3 mm an Dicke; die Temperaturleitfähigkeit von Kupfer ist 1.133 cm^2/sec, sodass die Oberflächentemperatur des Gefässes praktisch dieselbe wie die des Wassers ist.

(2) Genauer gesagt, nimmt die Zähigkeit der Luft mit der Temperaturerniedrigung ab, sodass selbst bei einer gleichen Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser, je kälter diese sind, die Luft desto schneller vorbeifliessen soll, während das Wärmeleitvermögen sich umgekehrt verhält. Beim gewöhnlichen Temperaturbereich sind aber solche Einzelheiten nicht bemerkbar.

vergierend, weiter ab. Wir möchten diesen Konvektionsstrom seiner relativen Lage gegenüber der Zylinderoberfläche gemäss in den „Ober-“, „Flanken-“ und „Unterlauf“ einteilen.

Der Oberlauf ist noch langsam, der Flankenlauf wird immer schneller, und der Unterlauf wird nach dem Konvergieren noch schneller, sodass er im photographischen Bild viel dünner erscheint als der Oberlauf. Dies ist wohl daraus verständlich, **dass in stationärem Zustand die Stromgeschwindigkeit und der Stromquerschnitt sich umgekehrt zueinander verhalten.**

Der Unterlauf wird dann über den Kastenboden radiär auswärts vertrieben und weiter der Seitenwand des Konvektionskastens entlang hinaufgeschoben und immer dünner, bis er sich endlich in Schweberauch verwandelt. Setzt man den Versuch lange fort, so wird der Kastenraum reich an Schweberauch und dieser weist dann eine axialsymmetrische Zirkulation auf, die allerdings nur um den Zylinder herum als eigene Temperaturkonvektion schnell und deutlich strömt, während der periphere aufsteigende Teil langsam und schwebend ist.

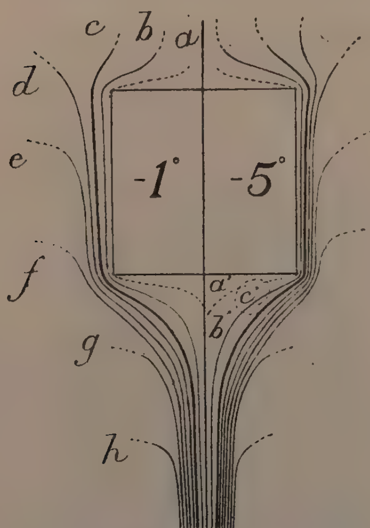


Abb. 12. Schematische Darstellung des autokonvektiven Stromfeldes um eine 10×10×10 cm Küvette bei Untertemperaturen von -1° (links) und -5° (rechts). Dicke Linie: Schnellschicht, gestrichelte: schwache Stromlinien.

Besichtigt man nun den Strom noch eingehender, so bemerkt man, dass die Geschwindigkeit der Stromschicht je nach dem Abstand aus der Zylinderoberfläche verschieden ist. Sie ist nämlich knapp über der Fläche sowie 2 cm auswärts sehr langsam, mit einer schnell strömende Schicht dazwischen. Diese Schicht zieht desto näher vorbei, je grösser die Temperaturdifferenz ist. Wir möchten diese schnellste Stromschicht kurz als „Schnellschicht“ bezeichnen. Abb. 12 stellt das Stromfeld um die 1°, resp. 5° untertemperierte Zylinderfläche schematisch dar.

Die Abkühlung der Luft ist natürlich, wie wir nachher sehen werden, knapp über der Zylinderfläche am grössten, die Geschwindigkeit ist aber dort wegen der Reibungswirkung der festen Fläche sehr klein. Erst in 4–6 mm Entfernung, wo die Abkühlung bereits vermindert ist, erfolgt die Strömung am schnellsten. Nach auswärts wird sie nun infolge weiterer Verminderung der Abkühlung immer langsamer. Jedenfalls

ist der untertemperierte Zylinder mit einem System von konvektiven Stromschalen umgegeben, deren Richtung und Geschwindigkeit je nach der Seite des Zylinders sowie nach der Entfernung von ihm verschieden ausfallen.

Die Schnellschicht c (dicke Linie) entsteht an der oberen Seite des Zylinders erst schief auswärts, wendet sich dann über die Kante abwärts, strömt längs der Seitenwand immer etwas näher und um die untere Kante herum konvergierend weiter ab. Ist der Zylinder um 5° untertemperiert, so wird oft über die untere Kante hinweg Wirbelung beobachtet (c′).

Innerhalb der Schnellschicht geht die Strömung fast laminar nach dem Umriss des Zylinders, während sie ausserhalb derselben von aussen schief einwärts konvergierend zufliesst. Diese äusseren Zuflusströme sind natürlich sehr schwach, sodass sie leicht durch heterogene Strömung überwunden und daher durch strömenden Rauch nicht ersichtlich gemacht werden können (Abb. 11 a b), nur feiner Schweberauch weist ihre Stromlinien richtig nach. Die Stromschichten inner- bzw. ausserhalb der Schnellschicht möchten wir als „Innen-“ bzw. „Aussenschicht“ der autokonvektiven Strömung bezeichnen.

Die Abkühlung der Luft erstreckt sich bis zu 2.0–2.5 cm senkrecht zur Vertikalfläche (s. unten), die äusseren Zuflusströme reichen jedoch noch weit darüber hinaus, sie sind demnach von den inneren Strömen sekundär dynamisch veranlasst worden. Es sind nämlich die Reibungs- und Saugströme, die vom inneren Gravitationsstrom zunächst durch Reibung, weiter als Ersatz der absteigenden Luft schief von aussen mobilisiert worden sind. Der wahre Anfang des Oberlaufs sind ebenfalls die Saugströme. Längs der Flankenwand wirken die Gravitations-, Reibungs- und Saugwirkungen, die graduell ineinander übergehen, zusammen. An der unteren Seite sollen auch die Ströme nebst eigener Fallbewegung durch den Flankenlauf stärker vertrieben worden sein. Warum nun aber der Unterlauf trichterförmig konvergiert, ist noch näher zu betrachten.

Wenn im allgemeinen ein aus einer Fläche senkrecht auf- oder absteigender Strom entsteht, so erfährt der Strom an seinem peripherischen Teil eine stärkere Reibung aus der umgebenden Luft als an seinem mittleren Teil, sodass die mittlere Luftmasse am leichtesten strömt. Weil nun die Geschwindigkeit und die Querschnittsgrösse jedes Teilstromes sich umgekehrt verhalten, so wird der mittlere Teil des Stromes mit der Geschwindigkeitszunahme immer verengt, sodass ein trichterförmiges Zusammenfliessen die Folge sein muss. Die Verdunstungskonvektion über der Wasserfläche einer Petrischale (Abb. 40), die zusammengesetzte

Konvektion aus einer Anzahl Wasserflaschen (Abb. 52) stellen auch eine ähnliche Konvergierung des Unterlaufs dar.

Der Flankenstrom wirkt hierbei auch mit, denn die Luft in der Schnellschicht fliesst viel schneller als die der wandnahen Innenschicht, sodass der gesamte Strom um die Kante herum plötzlich einwärts gebeugt werden müsste. Es geht sogar so schnell, dass beim grösseren Temperaturunterschied die Wirbelbildung zustande kommt.

Die konvektiven Stromlinien um die kubische Oberfläche sind, sofern wir den medianen Längsschnitt in Betracht ziehen, ganz ähnlich wie um den Zylinder.

§9. Die Schnellschicht der autokonvektiven Strömung

Wir haben schon gesehen, dass im autokonvektiven Stromfeld eine Schnellschicht entsteht. Wie wird sich nun die Geschwindigkeit und die Entfernung dieser Schicht aus der vertikalen Oberfläche mit der Temperaturdifferenz verhalten? KIMBALL und KING ('33, S. 888) haben zwar schon theoretisch darauf hingewiesen, dass die konvektive Strömungsgeschwindigkeit der Quadratwurzel der Temperaturdifferenz proportional ist, und dass der LANGMUIRsche Film, welcher in gewisser Hinsicht unsrer Innenschicht entspricht, umgekehrt proportional zur Viertelwurzel der Temperaturdifferenz ist. Die wirkliche Geschwindigkeit und die Entfernung sind aber nicht unmittelbar daraus zu entnehmen. So habe ich diese durch Rauchproben empirisch festzustellen gesucht.

Hierfür wurde ein quadratisches Gefäss aus Zinkblech, 10×10 cm breit und 30 cm hoch, zur Verwendung gebracht, das an der oberen Fläche mit zwei Zusatzröhren versehen ist; eine an der Ecke für das hineinzusteckende Thermometer und die andere in der Mitte, 3 cm breit und hoch, für den einzusetzende Wasserrührer. Dieser wird durch den Korkstöpsel eingeführt und ist aussen vom Konvektionskasten mittels einer Stange auf und ab verschiebbar, um damit die Wassertemperatur gleichmässig zu halten. An der linken Vertikalfläche des Gefässes, wo die Geschwindigkeit gemessen werden soll, wurden Querstriche in je 1 cm, und dicke Linien in je 5 cm Abstand gezogen, um die Fläche in sechs Strömungsbezirke aufzuteilen.

Für die Geschwindigkeitsmessung ist ein kontinuierlicher Rauchstrom nicht geeignet; man muss den Rauch in Stückchen zerteilen, um die einzelne Rauchmassen scharf voneinander abzusondern. Zu diesem Zweck teilte ich jedesmal den oben von der Rauchröhre nach der Gefässkante hinabströmenden Rauchstrom sanft mit einer durch das Kastenloch in der lichten Wand hineingesteckten schmalen Stange ab, sodass dann die Rauchstücke mit einer deutlich definierbaren Front abstiegen. Die Form der Rauchfront wird erst abgerundet, dann paraboloid und immer zugespitzter. Der Zeitabschnitt, während welchem die Rauchfront an den sukzessiven Querstrichen von 5 cm Abstand vorüberzog, wurde mit 1/10 Sekunde Messung nach dem Gehör mit der Stoppuhr direkt am Ohr aufgezeichnet.

Bei dieser Versuchsanordnung gibt es aber einige Fehler. Der Rauch passiert nicht immer die Schnellschicht, und je mehr er von dieser Schicht abweicht, desto langsamer wird seine Geschwindigkeit. Man muss also die Fälle mit dem langsamer absteigenden Rauchstrom nicht mit in die Daten einbeziehen. Gelegentlich kommen

auch dichte oder grosse Rauchmassen vor, die viel schneller abfallen als die gewöhnlichen, auch sie müssten ausgenommen werden. Solche Fehler machen sich desto bemerkbar, je geringer die Temperaturdifferenz ist. Zur Registrierung dürfen also nur die am häufigsten vorkommenden Fälle zu Protokoll gebracht werden. Auf diese Weise wurde die Stromzeit in den sukzessiven 5 cm Strecken gemessen.

a) *Die Stromzeit*

Als Beispiel sei zuerst diejenige bei 1° untertemperierter Vertikalfläche erläutert.

TABELLE 2. Die Stromzeit τ im Zusammenhang mit der Stromweite l: Temperaturdifferenz $\theta = -1°$ (Lufttemperatur t = 16.3°, Wassertemperatur w = 15.3°).

Nr. der Bezirke von oben	Strom-strecke cm	Strom-weite l	log l	Nr. der Versuche 1	2	3	4	5	Durch-schnitt	τ	log τ
I	5	5	0.699	1.8	2.0	1.7	1.6	1.8	1.78	1.78	0.2504
II	5	10	1.000	1.4	1.4	1.3	1.2	1.2	1.30	3.08	0.4886
III	5	15	1.176	1.2	1.2	1.0	1.0	1.0	1.08	4.16	0.6191
IV	5	20	1.301	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.00	5.16	0.7126
V	5	25	1.398	1.0	1.0	0.9	1.0	1.0	0.98	6.14	0.7882
VI	5	30	1.477	1.0	1.0	0.9	0.9	0.9	0.94	7.08	0.8500

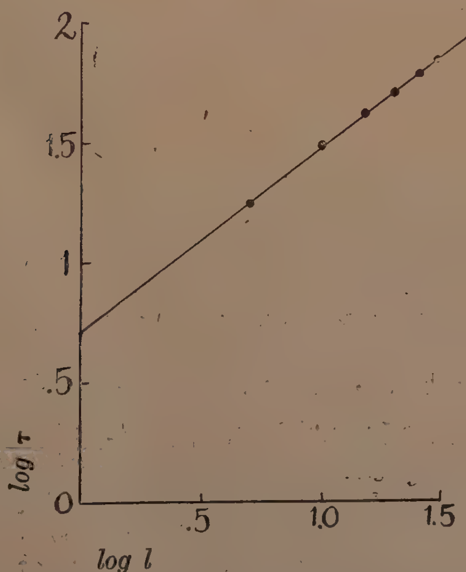


Abb. 13. Stromzeit (log τ) und Stromweite (log l) der Autokonvektion in Koordinatensystem.

Wie die Tabelle zeigt, verringert sich die Stromzeit nach unten, und zwar anfangs rascher, dann immer weniger. In den unteren Bezirken ist die Zeit der Tabelle nach fast dieselbe; dies beruht aber darauf, dass sich Zeitabstände unter 0.1″ durch die Stoppuhr nicht unterscheiden lassen.

Trägt man nun die logarithmierten Wertpaare von τ und l in einem Koordinatensystem auf, so reihen sich die Punkte fast geradlinig aneinander (Abb. 13) und die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate zeigt für diese Gerade die folgende Formel:

$$\log \tau = \bar{1}.717 + 0.768 \log l,$$

in natürlichen Zahlen lautet es also:

$$\tau = 0.521\, l^{0.768} \text{ sec.}$$

Die Stromzeit ist mithin eine exponentiale Funktion der Stromweite und die der einzelnen Strecke verkürzt sich immer mit zunehmender Weite. Wir können also die Stromzeit mit der Formel: $\tau = K\ l^n$ ausdrücken, wo die numerische Konstante K die Stromzeit des obersten 1 cm darstellt.

Bei der 5° untertemperierten Fläche kommen die oben erwähnten fehlerhaften Wirkungen fast zum Verschwinden und die Stromzeit wird annähernd konstant. Folgende Tabelle zeigt die Versuchsergebnisse:

TABELLE 3. Die Stromzeit bei $\theta = -5°$ (t = 15.8°, w = 10.8°).

Nr. der Bezirke	I	II	III	IV	V	VI
Stromzeit in der einzelnen Strecke	0.8	0.6	0.5	0.5	0.5	0.4
τ	0.8	1.4	1.9	2.4	2.9	3.3

Daher erhält man: $\tau = 0.225\, l^{0.792}$ sec.

Vergleicht man nun die numerischen Konstanten beider Fälle, $\theta = -1°$ und $-5°$, so verhalten sie sich wie 0.521/0.225 = 2.32, also ganz ähnlich wie $\sqrt{5} = 2.24$, nur 3.6% grösser als diese. Weil sich nun die Geschwindigkeit zur Stromzeit umgekehrt verhält, so darf man sicher annehmen, dass die Stromgeschwindigkeit im grossen ganzen der Quadratwurzel der Temperaturdifferenz proportional ist. Weil ferner der Versuchsfehler bei grösserer Temperaturdifferenz kleiner wird, so ist die numerische Konstante bei $\theta = -5°$ viel sicherer als bei $-1°$. Wenn wir also die erstere K als Standard annehmen, so wird K bei $-1°$ $0.225 \times \sqrt{5} = 0.503$, und das Mittel der Exponenten ist $\frac{0.768+0.792}{2} = 0.78$. Die allgemeine Formel von τ in Bezug auf die Temperaturdifferenz θ ist mithin

$$\tau = \frac{0.503}{\sqrt{\theta}}\, l^{0.78} \text{ sec.}$$

Dies Resultat war das Ergebnis von Versuchen bei relativ niedrigeren Lufttemperaturen (16.3°–15.8°), bei höheren Temperaturen wichen aber

die Zahlenwerte etwas ab. Bei t=28.3° und $\theta=-1°$ erhielt ich $\tau=0.516\ l^{0.776}$ und bei t=28.6°, $\theta=-5°$: $\tau=0.220\ l^{0.800}$ sec. K_1/K_5 verhält sich bei diesem Falle 2.345, also 6.7% grösser als $\sqrt{5}$. Nimmt man hier ebenfalls K bei $\theta=-5°$ als Standard, so muss die allgemeine Formel für τ lauten: $\frac{0.492}{\sqrt{\theta}}\ l^{0.788}$. Das Mittel der Konstante bei höheren und niederen Temperaturen wird nun $(0.503+0.492)/2=0.498 \doteqdot 0.5$. Die allgemeine Formel der Stromzeit kann man daher abgerundet so ausdrücken:

$$\tau = \frac{1}{2\sqrt{\theta}}\ l^{0.78}\ \text{sec}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wenngleich man die obigen Zahlen nicht für konstant halten darf, weil die Viskosität, die Wärmeleitfähigkeit der Luft und des Wassers je nach der Temperatur mehr oder minder abweichen.

Berechnet man nun aus obiger Formel die Stromzeit bei verschiedenen Temperaturdifferenzen und Stromweiten, so ergeben sich die Zahlenwerte folgender Tabelle.

TABELLE 4. Die Stromzeit berechnet nach der Formel: $\tau=\frac{1}{2\sqrt{\theta}}\ l^{0.78}$ sec.
(d ≐ Differenz der Stromzeit in den sukzessiven Strombezirken)

	l cm									
θ	5	d	10	d	15	d	20	d	25	d	30
.5	2.5	1.8	4.3	1.5	5.8	1.5	7.3	1.4	8.7	1.3	10.0
1.0	1.8	1.2	3.0	1.1	4.1	1.1	5.2	1.0	6.2	0.9	7.1
2.0	1.3	0.8	2.1	0.8	2.9	0.8	3.7	0.7	4.4	0.6	5.0
3.0	1.0	0.7	1.7	0.7	2.4	0.6	3.0	0.6	3.6	0.5	4.1
4.0	0.9	0.6	1.5	0.6	2.1	0.5	2.6	0.5	3.1	0.4	3.5
5.0	0.8	0.5	1.3	0.5	1.8	0.5	2.3	0.5	2.8	0.4	3.2

b) *Die Stromgeschwindigkeit*

Die Stromgeschwindigkeit lässt sich, wie wir eben gesehen haben, mit der Formel $\tau = K\ l^n$ ausdrücken. Weil sich nun die Geschwindigkeit der Stromweite umgekehrt verhält, so können wir die Geschwindigkeit an Hand obiger Formel berechnen.

$$\frac{d\tau}{dl} = nKl^{n-1} \qquad \frac{dl}{d\tau} = \frac{1}{nKl^{n-1}}$$

$$\therefore\ v = \frac{1}{nK}\ l^{1-n} = \frac{2\sqrt{\theta}}{n}\ l^{1-n} = 2.564\sqrt{\theta}\ l^{0.22},$$

oder abgerundet: $v = 2.6\sqrt{\theta}\ l^{0.22}$ cm/sec. . . . . (2)

Die Stromgeschwindigkeit ist mithin der Quadratwurzel der Temperaturdifferenz proportional und nimmt nach der 0.22er Potenz der Stromweite zu, und die Geschwindigkeit am ersten 1 cm vom oberen Rand ist eben 2.6 $\sqrt{\theta}$. Tabelle 5 zeigt die mittels obiger Formel berechneten Zahlenwerte; Abb. 14 stellt einige Fälle davon graphisch dar.

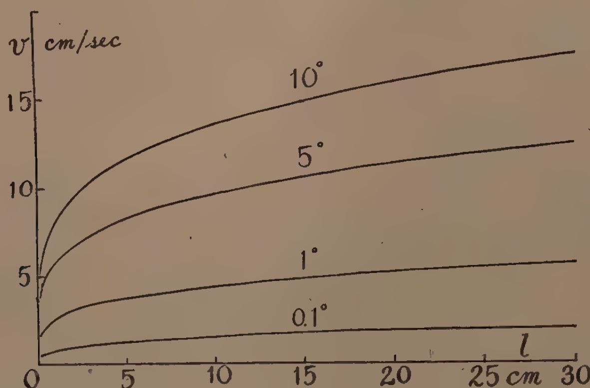


Abb. 14. Temperaturkurven der Stromgeschwindigkeit (v) der Autokonvektion im Zusammenhang mit der Stromweite (l) längs der vertikalen Fläche bei 0.1°—10° Untertemperaturen.

TABELLE 5. Die Geschwindigkeit der autokonvektiven Strömung längs der Vertikalfläche mit Bezug auf die Temperaturdifferenz θ und die Stromweite l, berechnet aus der Formel: $v = 2.564\sqrt{\theta}\ l^{0.22}$ cm/sec.

θ	l cm 1.0	5.0	10.0	20.0	30.0	50.0	100.0
10.0°	8.1	11.6	13.4	15.7	17.1	19.2	22.3
5.0°	5.7	8.2	9.5	11.1	12.1	13.6	15.8
1.0°	2.6	3.7	4.3	5.0	5.4	6.1	7.1
0.5°	1.8	2.6	3.0	3.5	3.8	4.2	5.0
0.1°	0.8	1.2	1.4	1.6	1.7	1.9	2.2
0.05°	0.57	0.82	0.95	1.11	1.21	1.36	1.58

Jedenfalls nimmt die Geschwindigkeit erst rascher, später immer langsamer zu. Dies hängt damit zusammen, dass die Stromlinien oberhalb des Gefässes gegen die obere Kante rasch konvergieren (Abb. 12) und die Querschnittsgrösse der Stromschalen mit der Geschwindigkeit in umgekehrtem Verhältnis steht.

c) *Die Empfindlichkeitsgrenze bei der Entstehung der Temperaturkonvektionen*

Wie wir eben sahen, wird die Geschwindigkeit der Konvektion mit Verminderung der Temperaturdifferenz kleiner. Bei welchem Grad der

Differenz aber wird die Konvektion überhaupt erst hervorgerufen? Das ist eine Frage von Wichtigkeit. Bei den vorliegenden Einrichtungen ist aber eine genaue Bestimmung nicht möglich, weil die Temperaturen von Kastenluft und Küvettenwasser sich ständig ein wenig verändern, sodass die Vergleiche nicht immer zuverlässig sein dürften. Zudem wirkt auch das Eigengewicht des Rauches befördernd auf das Absteigen des Stromes ein. Wie ich aber mit einem Zylinder von 10 cm Grösse erfahren habe, scheint die Differenz von 0.1° schon zu genügen, um eine autokonvektive Strömung hervorzurufen. Abb. 15 zeigt den Verlauf des Richtungsumschlags der auf- und absteigenden Strömungen bei Veränderung der relativen Temperatur.

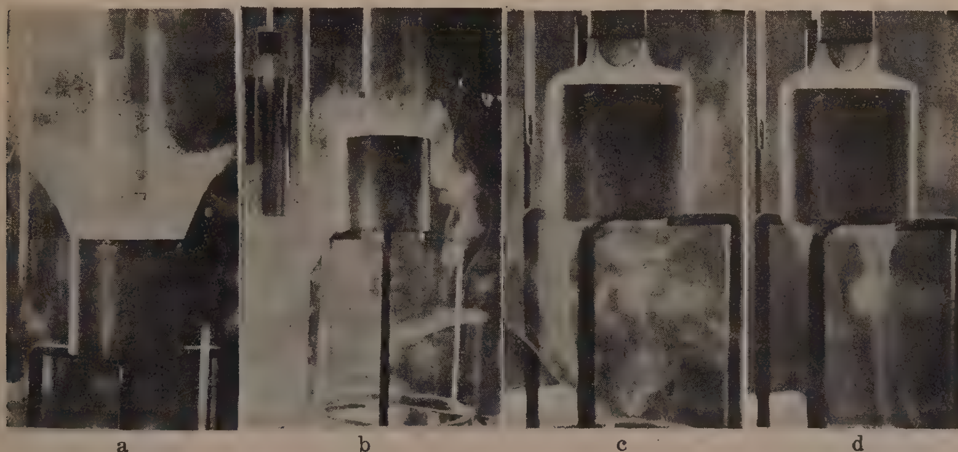


Abb. 15. Rauchprobe der konvektiven Strömung bei geringerer Temperaturdifferenz der Luft und des Zylinders. Temperatur des Zylinders bei a: +0.12° gegenüber derjenigen der Luft (16.10° : 15.98°); b: +0.05° (15.68° : 15.63°); c: –0.05° (15.60° : 15.65°); d: –0.16° (15.60° : 15.76°).

Bei einer Übertemperatur der tätigen Oberfläche um 0.12° (Abb. 15 a) ist die Steigkraft der Strömung schon schwach, sodass sie am Unterlauf (hier Oberseite) nicht mehr konvergieren kann, sondern kraft der absteigenden Tendenz des Rauchstroms etwas divergiert worden ist. Bei 0.05° (b) scheint die aufsteigende Tendenz der Strömung durch die absteigende Tendenz des Rauches eben kontrabalanciert worden zu sein, denn dort ist keine bestimmte Stromwirkung wahrzunehmen und der absteigende Rauchstrom ist durch den aufsteigenden Luftstrom infolge der Kastenturbulenz teils seitlich verschoben worden. Bei Untertemperatur um –0.05° (c) ist hingegen schon eine absteigende Stromtendenz deutlich zu bemerken, obwohl noch keine Konvergierung der Strömung am Unterlauf zu beobachten ist, und ferner der langsame Flankenstrom noch gewellt aussieht. Bei –0.16° (d) hat sich aber der Strom am Unterlauf

bereits zusammenzuziehen begonnen und der Flankenstrom ist etwas schneller und dünner geworden.

Aus diesen Versuchen ist es nicht unwahrscheinlich anzunehmen, dass der Rauch hier an seiner Dichtigkeit etwa der Temperaturdifferenz der Luft von 0.05° entspricht, und man kann mit Sicherheit behaupten, dass die Strömung bei 0.1° Differenz schon deutlich vonstatten geht. Da nun die Luft bei gewöhnlichen Temperaturen bei der Differenz von 1° rund 1/300 Dichteunterschied aufweist, so scheint der aus der Bremsröhre ausgetretene Rauch die Dichtigkeit der Luft etwa 1/6000 zu vergrössern, beim Schweberauch soll demnach die Dichtezunahme der Luft noch geringer sein. Und die Luft selbst scheint auch bei Dichteveränderung von höchstens 1/3000, in Wirklichkeit 1/6000 oder noch geringerer Differenz die Gravitationsbewegung auszulösen.

Da aber der wahre Anfang der Strömung nicht nur durch Temperaturdifferenz, sondern auch von der Grösse und Form der tätigen Oberfläche abhängig sein sollte, so bedürfen die näheren Verhältnisse dieser Einzelheiten noch weiterer Untersuchungen.

d) Die Entfernung der Schnellschicht von der vertikalen Oberfläche

Die Beziehung zwischen der Temperaturdifferenz und der Entfernung der Schnellschicht aus der tätigen Oberfläche ist durch die Rauchprobe nicht genau messbar, weil die Schicht sich nicht unmittelbar mit einem Masstab ohne Störung abmessen lässt, und weil ferner der Abstand selber nur einige Millimeter beträgt und stets mehr oder minder schwankend ist. Dies ist besonders der Fall, wenn die Temperaturdifferenz eine geringe ist.

Bei $\theta = -5°$ beträgt die Schnellschicht nach dem Augenmass an der oberen Kante des Gefässes ca. 5 mm, 1 cm abwärts infolge Überfliessens von oben nach schräg abwärts noch etwas entfernt, ca. 6 mm, 2 cm abwärts wieder 5 mm, 10 cm von der oberen Kante ab 4 mm, und an der unteren Kante, also 30 cm abwärts, ca 3 mm. Jedenfalls nähert sich die Schnellschicht, ausser am oberen Rand, nach abwärts hin der Oberfläche mehr und mehr, in dem Masse wie ihre Geschwindigkeit zunimmt. Man darf aber sagen, dass bei $\theta = -5°$ die Entfernung der Schnellschicht in grober Hinsicht ca. 4 mm beträgt. Bei $\theta = -1°$ beträgt die Entfernung von der Kante die oberen 10 cm 7→8→7 mm, die folgenden 20 cm ca. 6 bis 5 mm.

Nach KIMBALL und KING (l.c.) soll die Dicke des LANGMUIRschen Films, der im grossen Ganzen der Dicke unserer Innenschicht der Schnellschicht entspricht, der Viertelwurzel der Temperaturdifferenz umgekehrt proportional sein. Bei unserer Schnellschicht ist dies Verhältnis auch

haltbar, denn ihr Abstand bei $\theta = -1°$: $-5°$ verhält sich 6:4 mm und $\sqrt[4]{5}$ ist fast 1.5. Setzt man also die Entfernung der Schnellschicht in $l = 10$ cm bei $\theta = -1°$ als 0.6 cm voraus, so lässt sich die Entfernung derselben aus der Oberfläche (δ) in 10 cm Stromweite bei beliebiger Temperaturdifferenz aus folgender Formel berechnen:

$$\delta = \frac{0.6}{\sqrt[4]{\theta}} \text{cm.} \qquad (3)$$

Die so berechneten Werte sind in Tabelle 6 angegeben.

Tabelle 6. Die Entfernung der Schnellschicht δ im Zusammenhang mit der Temperaturdifferenz θ.

θ	0.1°	0.5°	1.0°	2°	3°	4°	5°	10°	80°
δ mm	10.7	7.1	6.0	5.1	4.6	4.2	4.0	3.4	2.0

Bei den Blättern in Luftruhe, wenn sie vertikal gestellt sind, wird demnach die Schnellschicht meistens 4–6 mm betragen. In den geneigten Lagen wird sie noch dicker (s. unten), aber kaum mehr als 1 cm.

e) *Die Schnellschicht im Gegensatz zur Grenzschicht*

Wenn eine Flüssigkeit längs einer festen Fläche vorbeizieht, so erleidet die Strömung einen aus der Fläche entstehenden Reibungswiderstand. Die dicht an der Fläche vorhandenen Moleküle, nämlich die näher als die Hälfte ihrer mittleren Weglänge befindlichen, strömen dabei gar nicht. Mit weiterer Entfernung von der Fläche wird die innere Reibung immer mehr gelockert und die Geschwindigkeit der Strömung wächst erst fast linear, geht dann aber asymptotisch in die Potentialströmung über. Die Stromschicht, die diese Reibung erfährt, wird als „Grenzschicht" bezeichnet. Ihre Dicke δ wird ausser durch den kinematischen Zähigkeitskoeffizienten ν und die Strömungsgeschwindigkeit w auch durch die Stromweite aus dem Vorderrand der Fläche x beeinflusst, und falls die Stromlinien der Flüssigkeit einer dünnen Plattenebene parallel laufen, ist sie wie folgt zu berechnen:

$$\delta = K\sqrt{\frac{\nu x}{w}}$$

wobei K eine numerische Konstante ist.[1] Jedenfalls wächst die Dicke wie $\sqrt{x}$.

---

(1) Weil die Grenzschicht nur unmerklich in den freien Aussenstrom übergeht, so ist eine scharfe Grenze derselben kaum aufstellbar. Die Konstante variiert nach den Definitionen gemäss 4.64–5.83 (Pohlhausen, '21, S. 258); definiert man aber die Stelle, wo die Stromgeschwindigkeit derjenigen des Aussenstroms 1% nachsteht, als Grenze der Schicht, so lautet der Wert $K = 5.5$ (Hansen, '28, S. 185).

Hingegen vermindert sich bei der autokonvektiven Strömung, wie wir bereits gesehen haben, die Entfernung der Schnellschicht oder die Dicke der Innenschicht immer mit zunehmender Stromweite, und zwar deshalb, weil die Geschwindigkeit der Autokonvektion stromab stets zunimmt. Dies ist ein grundliegender Unterschied der beiden Strömungen.

Immerhin sind sie sich insoweit ähnlich, als die Dicke der beiden Schichten im umgekehrten Verhältnis zur Quadratwurzel der Geschwindigkeit steht, und dies ist ein Beweis dafür, dass bei der autokonvektiven Strömung die Dicke der Innenschicht der Viertelwurzel der Temperaturdifferenz proportional ist; denn

$$\delta \propto \frac{1}{\sqrt{v}} \quad \text{und} \; v \propto \sqrt{\theta}, \quad \text{daher ist} \; \delta \propto \frac{1}{\sqrt[4]{\theta}}.$$

f) Die Reibungsschicht

Wie wir eben gesehen haben, lässt die feste Fläche bei der Potentialströmung eine Grenzschicht und bei der Autokonvektion eine Schnellschicht zustandekommen. Weil nun diese Schichten gleich durch Reibungswirkung nah an der Oberfläche gebildet werden, so ist es bequem, die an ihr unmittelbar anschliessende Luftschicht gleich als „Reibungsschicht" zu bezeichnen. Die Reibungswirkung der Oberfläche lässt sich auch noch bei verschiedenen Körpern durch die Rauchprobe sichtbar machen.



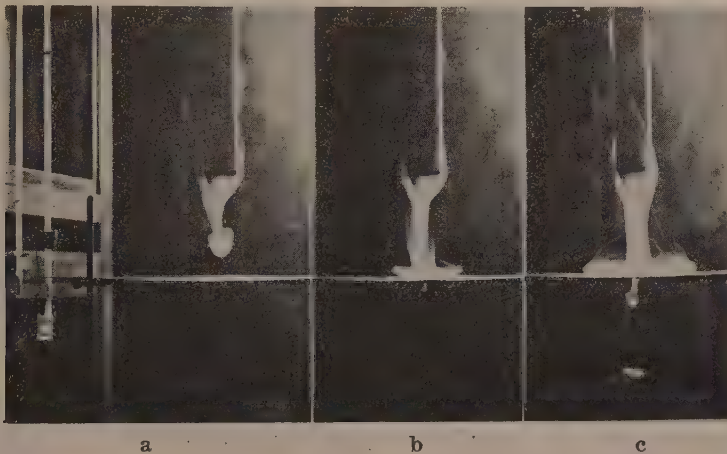
Abb. 16. Reibungsschicht der Luft dicht über der Zylinderoberfläche, die der Rauch nicht sofort erreicht. ×1/6

Legt man z.B. auf eine Metallplatte den abgebremsten Rohrrauch von oben an, so stösst die Rauchfront nicht sofort an die Oberfläche, sondern, nachdem sie bis zu etwa 3 mm Abstand herangekommen ist, wird die Abwärtsbewegung fast angehalten und die Front verbreitet sich radiär auswärts, sodass vorübergehend eine dünne Luftschicht zwischen der Rauchfront und der festen Oberfläche sichtbar bleibt (Abb. 16). Mit der Zeit wird aber diese Schicht durch den immer stossenden Rauchimpulus allmählich abgegraben, sodass der Rauch endlich mit der Oberfläche in Berührung kommt. Dasselbe Verhältnis ist sogar an der freien Wasserfläche zu beobachten, sofern diese der Luft gegenüber etwas untertemperiert ist (etwa −1°).(1)

(1) Sonst entweicht die Rauchfront wegen der aufsteigenden Konvektion aus der Wasserfläche, ohne näherzukommen.

Lässt man auch über dem oberen Pol einer verdunstenden Tonkugel einen Rauchstrom wagerecht ausströmen, so geht der Strom zuerst wagerecht weiter, wird dann aber durch die absteigende Konvektion um die Kugel abwärts gebeugt und zieht endlich dicht entlang der Kugelfläche hinab (Abb. 34 b). Eben vor seiner Berührung mit ihrer Oberfläche gibt es aber eine Spanne Zeit — einige Sekunden —, während welcher sich der Rauchstrom bemüht, auf die Reibungsschicht einzudringen, aber doch mit einer durchsichtigen Luftschicht dazwischen zu sehen ist (Abb. 34 a).

Noch interessanter ist das Verhalten, wenn man einen Rauchstrom auf ein Drahtnetz[1] hinabkommen lässt. Ganz wie bei der Platte verbreitet sich die Rauchfront vor der Berührung mit dem Netz zuerst radiär



a b c

Abb. 17. Verhinderung des Rauchstroms durch Reibungsschicht des Drahtnetzes; a: der eben abströmende Rauch mit pilzförmiger Front; b: der sich über dem Netz verbreitende Rauch, nur am mittleren Teil beginnt der Rauch durch das Netz hindurchzuströmen; c: der Strom hat sich noch weiter verbreitet, teils wieder hindurchströmend. × ca 1/9

auswärts; durch den fortwährenden Stromdruck wird aber die Luft in der Reibungsschicht um die Drähte allmählich vertrieben, sodass endlich nach einigen Sekunden das Netz eben an der Stromspitze von dem Rauch durchdrungen wird (Abb. 17 a b c). Auch wenn man auf ein senkrecht gehängtes Drahtnetz horizontalen Rohrrauch schief von oben stossen lässt, so geht der Rauchstrom, der sonst parabolisch absteigen soll (Abb. 18 a), nicht durch dieses hindurch, sondern fliesst längs dem Netz mit sich immer erweiternder Grenzschicht senkrecht ab (b).

Hierbei sei daran erinnert, dass das Netz, trotzdem es der Diffusion gegenüber fast widerstandslos ist, sich

(1) Das Netz, das hier zur Benutzung kam, bestand aus Kupferdraht von 0.3 mm Durchmesser mit einer Maschenzahl von $60 \times 64/10 \times 10$ cm.

gegenüber der Luftströmung so starr verhält, als sei es ganz geschlossen, und zwar desto mehr, je schwächer der Strom oder je dichter das Netz ist (vgl. auch §14). Dass die durch Windwirkung verursachte Transpiration nicht so stark beschleunigt wird wie die freie Verdunstung, beruht wohl auf diesem Umstand.

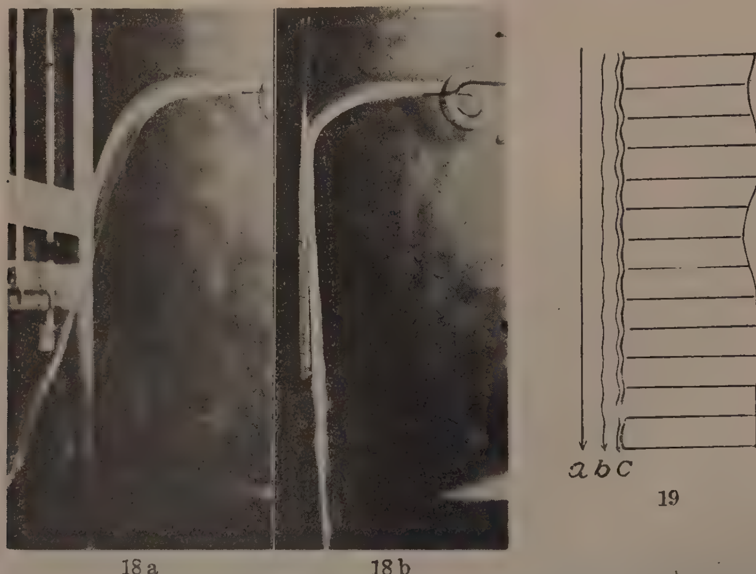


Abb. 18. a: Horizontaler Rohrrauch, der durch Eigengewicht parabolisch abfällt. b: Rauchstrom, dessen schiefer Abfall durch ein vertikales Drahtnetz verhindert wird und längs desselben ohne Hindurchgehen mit immer erweiterter Grenzschicht vertikal abwärts strömt.

Abb. 19. Schematische Darstellung der Stromlinien längs der gewellten Fläche eines Metallzylinders (s. Text).

Allerdings darf man nicht annehmen, dass die Luft in der Reibungsschicht unbeweglich wäre. Die Rauchprobe zeigt ebenfalls, dass die Luft knapp über der festen Fläche, selbst in unmittelbarer Nähe, noch der Strömung nachgibt. Und zwar ist dies nicht nur bei der ebenen Fläche, sondern auch bei der gewellten Fläche der Fall. Ich habe z.B. einmal einen Metall-Zylinder, dessen Vertikalwand in je 4.2 mm Abstand Schraubenfaltungen von 0.8 mm Vertiefung besass (eine Thermosscheide), mit 5° untertemperiertem Wasser gefüllt und die konvektiven Stromlinien über der Fläche beobachtet. Die Rauchströme, die von den runden Kanten mehr als 5 mm entfernt sind, ziehen gerade nach unten vorbei, während die näher strömenden einen mehr oder minder wellenförmigen Gang zeigen und der dicht der Faltung entlang absteigende Rauch einen derselben ähnlichen Lauf aufweist, und zwar desto langsamer, je mehr sich der Strom der Fläche nähert (Abb. 19).

Die Grenzschicht wird nicht selten auch „Adhäsionsschicht" genannt, welche Bezeichnung aber leicht missverstanden werden könnte, und den Eindruck erweckt, als ob die Schicht ganz unbeweglich wäre. In Wirklichkeit gibt es indessen keine adhärierende Luftschicht ausser derjenigen Dicke, die die Hälfte der mittleren Weglänge der Luftmoleküle beträgt, also weit weniger als 0.1μ. Bei einem Wasserstrom von ca. 0.183 cm/sec Geschwindigkeit haben FAGE und TOWNSEND ('32, S. 669) gefunden, dass es viele suspendierende Teilchen gibt, die selbst im Abstand von 1/40000 Zoll (= ca. 0.6μ) von der Wand noch wimpelnd strömen. Wenngleich die Grenzschichtdicke der Luft unter derselben Stromgeschwindigkeit etwa viermal so gross als die des Wassers ist, so kann man sicher annehmen, dass in praktischer Hinsicht eine unbewegliche Luftschicht über einer Fläche nicht vorhanden ist.

g) *Die Schnellschicht bei den geneigten Flächen*

Ist die konvektionstätige Fläche von der Vertikale aus geneigt, so nimmt die Stromzeit zu oder die Geschwindigkeit ab, und dementsprechend zieht sich auch die Schnellschicht von der Fläche zurück. Neigt man die Seitenwand des Gefässes, mit welchem wir die Geschwindigkeit gemessen haben, von der Vertikalen zu einem bestimmten Winkel ab und legt die Rauchmasse von oben an, so strömt der Rauch erst schief an die Fläche heran, wird dann aber von der Schnellschicht mitgenommen und geht durch diese weiter ab und nähert sich der Fläche.

In dem ersten 5 cm Bezirke der Seitenwand, entlang welcher der Rauch zuerst schief herankommt, ist die Stromzeit nicht genau messbar. Ist ferner die Rauchmasse zu gross, so sinkt sie durch ihr Eigengewicht durch die Schnellschicht hindurch weiter ab und zieht näher an der Oberfläche vorbei, womit die Geschwindigkeit abnimmt. Es lässt sich also die Stromzeit die ganzen 6 Bezirke (30 cm) hindurch nicht auf einmal messen. Daher ist es besser, die Zeit an einigen Bezirken von II bis VI getrennt zu messen und diese mit derjenigen bei Vertikallage zu vergleichen.

Die auf diese Weise erhaltenen Resultate zeigen, dass sich die Geschwindigkeit mit dem Kosinus der Neigung aus der Vertikale fast gleich verhält. So wird z.B. an der 60° geneigten Fläche die Stromzeit fast verdoppelt im Vergleich mit der der Vertikalen. Wir können also die Stromgeschwindigkeit an der geneigten Fläche wie folgt ausdrücken:

$$v = 2.6\sqrt{\theta}\, l^{0.22} \cos\varphi \text{ cm/sec}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

wo φ den Winkel aus der Vertikale darstellt.

Mit der Geschwindigkeitsabnahme an der geneigten Fläche nimmt die Entfernung der Schnellschicht entsprechend zu. Weil nun ihre Entfernung der Quadratwurzel der Geschwindigkeit umgekehrt proportional

ist, so sollte sie $\frac{1}{\sqrt{\cos\varphi}}$ proportional sein. Z.B. ist bei $\varphi=60°$ die Entfernung fast 1.4 mal grösser als bei der Vertikalen. Die allgemeine Formel für δ soll demnach:

$$\delta = \frac{0.6}{\sqrt[4]{\theta}\,\sqrt{\cos\varphi}}\ \text{cm.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Mit weiterer Verminderung der Neigung oder selbst bei horizontaler Lage wird jedoch die autokonvektive Strömung nie sistiert, denn die Luft verbreitet sich infolge der Dichtezunahme durch Abkühlung von der Flächenmitte an nach dem Rand hin allseitig auswärts, etwa wie eine auf eine Platte gegossene Wasserschicht. Je mehr die Fläche aus der Vertikalen abneigt, desto merklicher wird dieser Faktor. Bei der Gefässfläche wirkt ferner die Zugwirkung des Flankenstroms mithelfend ein. cos φ ist mithin nur in erster Annäherung haltbar. Bei der aufsteigenden Konvektion sollte das Verhältnis auch ähnlich sein.

Bei den Blättern in Windstille, seien sie besonnt oder im Schatten transpirierend, beträgt also die Schnellschichtentfernung bei vertikaler Lage noch etwas mehr, aber in den meisten Fällen kaum mehr als 1 cm.

h) *Die Stromlinien an der Ecke*

Wir haben schon gesehen, dass die Stromlinien an der konvexen Kante dicht an ihr entlang streichen. Wie werden sie sich nun aber an der konkaven Ecke verhalten? Um dies zu verfolgen, habe ich zwei kubische Küvetten von 10 cm Grösse übereinander gestellt, und zwar wurde die obere 3 cm einwärts auf die untere gesetzt, um damit eine Ecke zu bilden. Die Temperatur der Luft und der Küvetten waren 14.3°: 11.7°, also $\theta=-2.6°$.

Wie Abb. 20 a zeigt, werden die Rauchstromlinien um die Ecke rundlich gebeugt und erreichen nie die wirkliche Ecke, wo demzufolge ein Stauraum gebildet wird. Selbst wenn eine Turbulenz draussen vorhanden ist, werden die Stromlinien nah an der Ecke dadurch kaum verändert. Stellt man anstelle der oberen Küvette eine benetzte Papplatte vertikal auf, so bleibt doch die Beugungsfigur um die Ecke ähnlich, denn die Verdunstungskälte ruft ebenfalls eine absteigende Konvektion hervor (Abb. 20 b). Wir werden später sehen, dass die Verdunstung der Platte nah an der Ecke, wo die Schnellschicht stark aufgelöst wird, infolge der Gradientenabnahme der Dampfkonzentration stark vermindert wird (§ 24).



Abb. 20. Konvektive Stromlinien an der Ecke. a: an der Ecke der zwei untertemperierten Küvetten (t 14.3°, w 11.7°, f 62%); b: an der Ecke zwischen der benetzten Pappe und der Küvette (t 14.7°, w 14.1°, f 56%).

§10. Das Temperaturfeld um die 5° untertemperierte Küvette

Wir haben bereits das autokonvektive Strom- und Geschwindigkeitsfeld um den Zylinder und um das quadratische Gefäss gesehen. Wie ist nun die Temperaturverteilung im Konvektionsfeld und in welcher Beziehung steht diese mit den Stromlinien und dem Wärmeaustausch zueinander? Das ist eine grundlegende Frage bei der ursachlichen Betrachtung der Konvektion. Daher habe ich versucht, mittels einer kubischen Küvette von 10 cm Grösse das Temperaturfeld zu schildern.

Die Temperaturmessung wurde mit einem quergestellten Thermoelement von Eisen- und Nickeldrähten, deren Dicke 0.12 resp. 0.2 mm betragen, ausgeführt. Die Drähte an der quergeknickten Spitze wurden in 1.4 mm Länge flach gegeneinander gestellt und mit Silberlot gelötet. Die Lötstelle war spindelförmig mit 0.38 mm maximaler Dicke. Die gesamte Breite des Frontstücks war ca. 11 mm lang. Das Element wurde von der rechten Seite des Konvektionskastens an mittels des Dreiachsenverschiebers eingeführt und senkrecht an die Versuchsfläche der Küvette gehalten.

Die einzige Schwäche dieses Versuches ist aber die, dass die Wassertemperatur der Küvette nicht konstant bleibt. Bevor wir also auf das Temperaturfeld eingehen, möchten wir uns einstweilen mit der Veränderung der Wassertemperatur beschäftigen.

Die Erwärmung des Küvettenwassers durch die konvektive Strömung ist nicht überall gleichmässig, sondern je nach dem Niveau oben oder unten, aussen oder innen, verschieden. Steckt man zwei Thermonadeln nah an den oberen und unteren Kanten der Küvette durch das Zusatzrohr ein, so zeigt das Wasser an der oberen Kante anfangs einen viel schnelleren Temperaturanstieg als an der unteren, sodass die Temperaturdifferenz oben und unten sich immer vergrössert. Dies beruht hauptsächlich auf der graduellen Abkühlung der umspühlenden Luft nach unten hin. Eine ähnliche Differenz entsteht auch an den äusseren und inneren Teilen des Küvettenwassers, weil die Erwärmung des zentralen Teils keine direkte ist. Mit der Zeit nimmt also der Dichteunterschied vom Wasser zwischen den peripherischen und zentralen Teilen zu und dadurch wird eine konvektive Zirkulation in der Küvette hervorgerufen, welche mitten ab- und aussen aufwärts strömt. Wegen der Eckigkeit der Küvette verläuft diese Strömung natürlich nicht ganz glatt, sodass der Temperaturanstieg stets kleine Schwankungen aufweist. Die Temperaturdifferenz oben und unten übersteigt aber infolge dieser Zirkulation eine bestimmte Grösse nicht. Sie beträgt am peripherischen Teil des Küvettenwassers, wenn es am mittleren Niveau der Luft gegenüber 5° untertemperiert ist, ca. 0.62°, und nimmt mit weiterer Erwärmung allmählich ab.

Was nun die Erwärmungsgeschwindigkeit des Küvettenwassers am mittelhohen, peripherischen Teil anbetrifft, so ist sie nicht der Temperaturdifferenz θ der Luft und des Wassers proportional, sondern wächst immer mit zunehmender Differenz. Folgende Zahlen zeigen den Anstieg pro 10 Minuten:

θ	–1°	–2°	–3°	–4°	–5°
Temp.-Anstieg pro 10 Minuten..	0.035	0.072	0.112	0.158	0.214
Berechnet	0.034	0.074	0.116	0.160	0.205

Die Zahlen sind die Mittelwerte der 2- bis 3-maligen Versuche, die im ganzen viele Tage in Anspruch nahmen. Die Lufttemperatur war dabei nicht gleich (27°–30°), sodass die Wärmeleitungs- und Viskositätszahlen der Luft und des Wassers mehr oder minder abwichen. Die Ausgleichungsrechnung der logarithmischen Werte obiger Daten nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt folgende Formel:

$$t = 0.034\ \theta^{1.115}\ \text{Grad/10 Minuten} \qquad (6)$$

wobei t den Temperaturanstieg, θ die Temperaturdifferenz darstellt.(1) In der letzten Zeile der Tabelle finden wir die aus dieser Formel berechneten Werte.

(1) Nach dem NEWTONschen Gesetz sollen die Abkühlung und Erwärmung der Temperaturdifferenz proportional sein, in Wirklichkeit aber, soweit der Wärmeaustausch im autokonvektiven Stromfeld betroffen ist, ist dies Gesetz nicht haltbar. Der Anstieg folgt ja der exponentialen Funktion der Temperaturdifferenz, wobei der Exponent grösser als 1 ist. Bei der vertikalen Platte geht der Wärmeaustausch nach KIMBALL und KING ('32) infolge der Verdünnung des LANGMUIRschen Films mit wachsender Temperaturdifferenz nach $\theta^{1.25}$ vor sich. Bei der vorliegenden Küvette ist aber der Exponent nur 1.115, was auf die Auflösung der Schnellschicht an der oberen und unteren Fläche der Küvette beruhen sollte.

Um die Temperaturverteilung an einer Stelle der Küvettenoberfläche zu kennen, muss man längs der Normale der betreffenden Stelle wenigstens mehr als zehn Punkte nehmen, für deren sukzessive Messungen man auch mehr als 10 Minuten braucht. Nun steigt aber die Wassertemperatur der Küvette bei 5° Differenz ca. 0.21° pro 10 Minuten auf, sodass man bei der vorliegenden Einrichtung eine genaue Messung nicht durchführen kann.

Die Temperatur im Konvektionsfeld ist aber desto weniger beeinflusst, je weiter die Stelle von der Küvettenoberfläche entfernt ist. Ich habe daher zuerst das mehr als 5° untertemperierte Wasser (etwa –5.2°) vorbereitet, in die Küvette eingegossen und, sobald das Niveau der zu messenden Stelle –5° erreicht hat, wurde die Messung von 1 mm ausserhalb der Oberfläche aus mit 1 mm Schritten bis zu 10 mm Abstand, dann mit 5 mm Schritten weiter auswärts durchgeführt. Eine gewisse Ungenauigkeit war also unvermeidlich. Trotzdem war das Resultat sehr lehrreich.

Als Messpunkte wurden die Mittelpunkte der oberen, der unteren sowie der rechten Flächen und die beiden Kanten rechts oben und unten, alle in der Medianebene, gewählt, und es stellte sich heraus (Abb. 21):

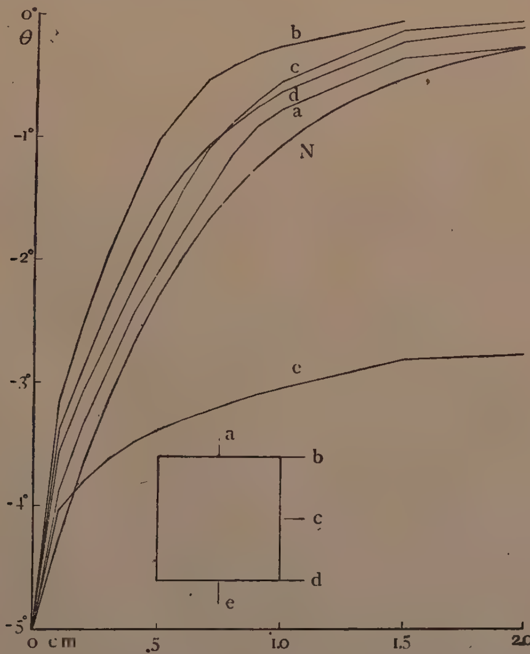


Abb. 21. Temperaturverteilung um die 5° untertemperierte Küvette. Ordinate: Untertemperatur der abgekühlten Luft. Abszisse: Entfernung von der Küvettenoberfläche. a: von der Oberseite aufwärts, b: von der oberen Kante seitwärts, c: von der Mitte der Seitenwand auswärts, d: von der unteren Kante seitwärts, e: von der Unterseite abwärts. Die Messtellen und Richtungen sind unten in der Abbildung im Quadrat schematisch wiedergegeben. N: die Temperaturkurve, die aus dem Temperaturleitvermögen der Luft berechnet wurde.

1) Der Temperaturgradient ist je nach der Seite der Küvette verschieden. Stromab (e) ist er am langsamsten,

stromauf (a) viel steiler und an der Seitenwand (c), zumal an den Kanten (b, d) am steilsten. Dies hängt mit dem Abstand der Schnellschicht von der Oberfläche zusammen; je näher diese der Fläche entlang vorbeizieht, desto steiler wird der Gradient.

2) Der Gradient ist nicht linear, sondern asymtotisch. Von der Oberfläche ausgehend, ist er erst viel steiler, dann immer langsamer, um endlich zur Aussentemperatur überzugehen.(1)

3) Die äussere Grenze der Abkühlung der umgebenden Luft ist wegen der Turbulenz im Kasten je nach dem Falle stets mehr oder minder schwankend und nicht scharf bestimmbar; sie beträgt jedoch gegen oben ca. 35 mm, seitlich je nach dem Niveau 20–25 mm, nach unten hingegen ist sie äusserst erweitert, sodass sie gerade auf den Kastengrund stösst.

Die Temperaturleitfähigkeit der Luft ist bekanntlich $\frac{\lambda}{c_p s}$ (KOHLRAUSCH, '23, S. 211), worin λ die Wärmeleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärme unter konstantem Druck und s die Dichte bedeuten. Weil nun die Leitung exponential vor sich geht, so sollte die Temperaturverteilung, falls keine konvektive Strömung vorhanden wäre, wie die Kurve N in Abb. 21 sein.(2) Tatsächlich ist aber der Gradient steiler als bei jenen mit Ausnahme der unteren Seite, wohin der konvektive Wärmetransport schneller erfolgt als die molekuläre Wärmeleitung.(3)

Mit dieser Strömung wird nun um den tätigen Körper herum aerodynamisch eine Schnellschicht gebildet, deren Verteilung zufolge der Gradient merkwürdige lokale Verschiedenheiten aufweist. Je näher die Schnellschicht vorbeizieht, desto steiler wird der Gradient. Die Schnellschicht ist mithin sozusagen ein Gradientenbestimmer. Wir werden nachher sehen, dass der Wärmeaustausch durch die Verschiedenheit der Gradienten stark beeinflusst wird.

Die Worte „Gefälle" und „Gradient" werden sehr oft in demselben Sinne gebraucht. Sofern es sich um Wärme- und Dampfaustausch handelt, ist es aber bequem, diese zwei gesondert zu verwenden; nämlich das Gefälle bloss als Differenz der Temperatur oder der Dampfspannung:

---

(1) In unmittelbarer Nähe der Oberfläche gibt es zudem einen Temperatursprung, der selbst bei der unteren Fläche besteht, wo der Gradient langsam aufsteigt.

(2) Die Temperatur der Luft zur Versuchszeit war durchschnittlich ca. 29° und die des Wassers 24°, das Temperaturleitvermögen ist demnach durchschnittlich ca. 0.21° cm²/sec deg.

(3) Falls die Luft unbeweglich wäre, wie etwa die festen Medien oder die Wärmeleitung durch die Luft viel schneller erfolgt als die konvektive Strömung, so sollte die Wärme allseitig gleichmässig geleitet werden und die Isotherme um die Küvette allmählich sphärische Form annehmen.

Systemoberfläche, Aussenluft, und den Gradienten als Veränderungsgrad derselben längs einer Normale oder eines Vektors. Denn im autokonvektiven Stromfeld setzt ein grosses Gefälle nicht notwendig einen grossen Gradienten an der tätigen Oberfläche voraus, der Wärme- und Dampfaustausch wird indessen ausschliesslich durch diesen Oberflächengradienten bedingt.

Schliesslich, wenn die Küvette der Luft gegenüber hochtemperiert ist, zeigt der Gradient doch eine ähnliche Form, freilich in umgekehrter Richtung. Jedenfalls stellt ein Körper, sofern dieser über- oder untertemperiert ist, eine tätige Oberfläche dar, kraft deren eine autogene Strömung hervorgerufen wird.

§11. Das Temperaturfeld um die belichtete Schwarzplatte

Bei der Küvette sind die Wärmeleitverhältnisse infolge der steten Veränderung der Wassertemperatur sowie der inneren Zirkulation sehr kompliziert, sodass man die Wirkungsweise des Gradienten auf den Wärmeaustausch der betreffenden Stelle nicht bestimmen kann. Deshalb habe ich hier das Temperaturfeld um die belichtete Platte untersucht.

Die Platte aus Eisenblech, 10×10 cm breit und 0.2 mm dick, wurde einseitig mit schwarzem Emaille überzogen und diese berusst, während die andere Seite blank gelassen wurde, um damit die Ausstrahlung möglichst zu vermindern. Die Platte war dadurch etwa 0.3 mm dick geworden. Sie wurde in der Mitte des Konvektionskastens 20 cm hoch vertikal aufgehängt und von links durch eine quer gestellte 500 Watt „Vita“-Lampe von 76 cm Entfernung aus senkrecht bestrahlt, wobei die unteren Schiebetüren des Kastens durch eine Glasplatte ersetzt wurden.(1) Die Energiemenge, die die Platte durch das Glas hindurch erhält, betrug, gemessen durch einen Solarimeter von KIPP und ZONEN, 0.133 cal/cm² min.

Diese Versuche wurden im Versuchszimmer ausgeführt, wo die Lufttemperatur um 15 bis 16 Uhr fast konstant ist. Durch die Belichtung steigt aber die innere Temperatur des Kastens allmählich, bis sie nach etwa drei Stunden fast zum Stillstand kommt. Man musste daher von 11 Uhr mit der Belichtung beginnen, um eine konstante Temperatur zu bekommen.

Das Temperaturfeld um die Platte wurde an ihrer rechten blanken Seite gemessen (Abb. 22) und zwar längs der Medianlinie vom oberen Rand aufwärts, von oben in 0, 1, 5, 9 und 10 cm Abständen seitwärts (b–f), und vom unteren Rand abwärts (g).

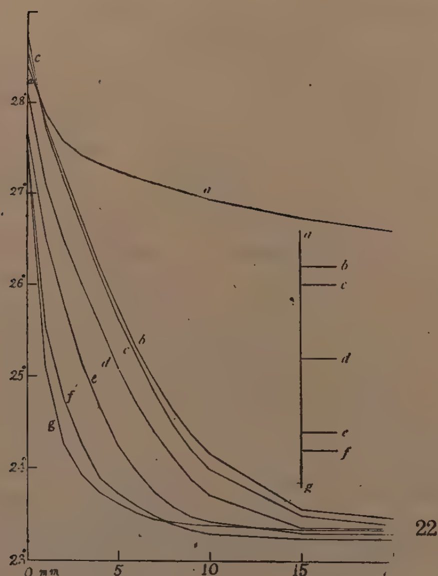
Das quer gerichtete Thermoelement war an seiner Lötstelle 0.3 mm dick, sodass die gemessene Oberflächentemperatur in Wirklichkeit eine Mischtemperatur von 0 bis 0.3 mm Luftschicht darstellt. Nimmt man den Temperaturgradienten bis zu 1 mm Entfernung aus der Plattenoberfläche bloss als gerade an, so entspricht der Messwert demjenigen der Lufttemperatur in 0.15 mm Entfernung. So habe ich für die Temperatur der Plattenoberfläche (t) die folgende Korrektur gemacht:

$$t=(t_0-t_1)\times\frac{100}{85},$$

(1) Der Belichtungswinkel von der Mitte des Filaments zu den Kanten der Platte beträgt ca. 86°, aber das Filament ist mehr als 3 cm breit und die Birne matt, sodass die Platte fast gleichmässig bestrahlt wurde.

wobei t_0 die gemessene Oberflächentemperatur und t_1 die Temperatur in 1 mm Entfernung bedeuten. In Wirklichkeit sollte sie aber noch etwas höher sein, weil der Gradient nach der Platte hin ständig zunimmt.

Es gibt aber bei dieser Versuchsanordnung auch Fehler. Erstens ist die Lufttemperatur innerhalb des Kastens je nach der Höhe verschieden. So war bei dem hier gegebenen Falle 2 cm rechts von der Platte im Schatten die Temperatur oben und unten in 10 cm Strecke 23.47°:23.24°; es zeigt sich also 0.23° Gefälle pro 10 cm Vertikale. Zweitens wird bei der Messung auf- und abwärts von den Rändern das Thermoelement direkt bestrahlt, sodass die Temperaturausschläge etwas höher ausfallen. Der Gradient von der Platte abwärts (g) fällt mithin etwas langsamer aus als seitwärts; aufwärts sollte das Verhalten ähnlich sein, wenngleich sich dies beim letzteren Falle der wärmeren Luftströmung wegen nicht unterscheiden liess. Trotz solcher Ungleichheiten der Bedingungen war das Resultat sehr instruktiv, um die allgemeine Charakteristiken des Temperaturfeldes zu zeigen.



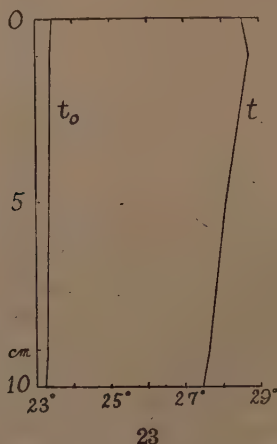




Abb. 22. Temperaturverteilung im autokonvektiven Stromfeld um die vertikal gehängte, bestrahlte Platte. Die Messpunkte und -richtungen sind rechts in der Abbildung schematisch gezeigt. a : vom oberen Plattenrand aufwärts, b—f : vom oberen Rand in 0, 10, 50, 90 und 100 mm Abständen seitwärts, g : vom unteren Rand abwärts gemessen. Abszisse : die Entfernung der Luftschicht von der Platte in mm.

Abb. 23. Temperaturkurve der bestrahlten Platte und Aussenluft in hinreichender Entfernung, t_0 Luft-, t Plattentemperatur.

Abb. 24. Schematische Darstellung der Isothermen um die bestrahlte Schwarzplatte (nur eine Seite ausgezeichnet).

Wie man aus Abb. 22 und 23 ersehen kann, ist die Schwarzplatte weit höher temperiert als die umgebende Luft und zwar je nach dem Niveau verschieden. Am unteren Rand ist sie am niedrigsten, aufwärts bis zu 9 cm Höhe steigt die Temperatur immer auf, und weiter oben gegen

den Rand ist sie wieder etwas niedriger. Wenngleich die Lufttemperatur selber auch mit dem Höherwerden des Niveaus um 0.23° erhöht war, so erreicht doch die Temperaturdifferenz oben und unten von der Platte 28.40°−27.48°=0.92° und bis 9 cm oben sogar 1.24°, also 1.08°, mehr als das Gefälle der umgebenden Luft.

Was nun das Temperaturfeld um die Platte anlangt, so ist der Gradient nach dem unteren Teil des Feldes oder gegen den Oberlauf der Autokonvektion zu steiler, also wie bei der untertemperierten Küvette; nur die Richtung ist hier umgekehrt. Der Gradient ist auch nicht gerade, sondern asymptotisch, wenngleich der Temperatursprung nicht so gross ist wie bei der Küvette. Da ferner bei der Platte weder die horizontale Fläche, noch die Kante vorhanden ist, so zieht die aufsteigende Strömung dicht längs der Platte vorbei. Der Gradient ist mithin vom unteren Rand abwärts (g) und seitwärts (f) am steilsten, während er nach oben wegen der Anwärmung vorbeiziehender Luft ständig abnimmt, und besonders vom oberen Rand aufwärts, nämlich stromab, ist er am langsamsten.

Ein merkwürdiger Unterschied bei der Platte ist aber, dass sich die maximal geheizte Stelle nicht am oberen Rand, sondern 1 cm unterwärts befindet,[(1)] was begreiflich der übermässigen Ausstrahlung und Wärmeleitung am Rand (dem sogen. Randeffekt) zuzuschreiben ist. Die Gradientenkurven a, b und c kreuzen sich mithin nah an der Platte. Dieselbe Wirkung sollte natürlich auch am unteren Rand vorhanden sein, wo sie jedoch infolge starker Abkühlung völlig verdeckt wird. Bei der Verdunstung können wir den Randeffekt noch näher wahrnehmen.

Die Erwärmung der Luft um die Platte erreicht nach unten etwa 1.5 mm, seitwärts 15 bis 20 mm, während sie sich aufwärts, wie die autokonvektive Strömung es verständlich macht, bis zur oberen Kastenwand erstreckt. Zeichnet man die wärmste Stelle der Platte als Zentrum die Isothermen von 1° Grad, so ergibt sich Abbildung 24. Sie sind vom unteren Rand auswärts graduell erweitert und steigen über den oberen Rand etwas konvergierend auf. Jedenfalls ist die Temperatur der umgebenden Luft 2 cm ausserhalb der Platte fast unbeeinflusst.

Die Wärmeabgabe der belichteten Platte erfolgt bekanntlich durch Ausstrahlung, Leitung und Konvektion. Hier sind nun die Belichtung und die Lufttemperatur überall um die Platte fast gleichmässig. Es fragt sich also: warum gibt es einen so grossen Temperaturunterschied je nach dem Niveau der Platte?

---

(1) Es bleibt aber noch unentschieden, ob die höchsttemperierte Stelle genau 1 cm abwärts gestellt ist oder nicht; denn die benachbarten Stellen wurden nicht gemessen, zudem war die Lötstelle des Thermoelements zu dick, eine solche Unterscheidung zuzulassen.

Was zunächst die Ausstrahlung anbetrifft, so könnte sie, den Randeffekt ausgenommen, keinen ansehnlichen Unterschied der Plattentemperatur hervorrufen, soweit die Einstrahlung und die Aussentemperatur gleichmässig bleiben. Vielmehr strahlt die Wärme am oberen Teil der Platte infolge der höheren Temperatur wirklich stärker als am unteren Teil aus.(1) Daher sollte die Temperaturungleichheit der Platte infolge der effektiven Ausstrahlung wirklich gemässigt worden sein. Die Wärmeleitung in der Platte selbst wirkt auch stets ausgleichend. Dessenungeachtet ist der Oberteil höher temperiert als der untere. Es sind also die Leitung und Konvektion der Luft, welche wesentlich an der Ungleichheit der Temperatur beteiligt sind. Weil nun der ursprüngliche Vorgang der Wärmeabgabe nur die Leitung aus der Plattenoberfläche ist, so müssen wir zuerst die Leitung in Betracht ziehen.

Sieht man die Temperatur der umgebenden Luft an, so ist ihr vertikales Gefälle in der 10 cm Strecke nur 0.24°, während dasjenige der Platte 1.08° (bei 9 cm Stelle 1.24°) erreicht. Das Gefälle der Luft in hinreichender Entfernung ist also nicht ausreichend, solch lokale Verschiedenheit der Plattentemperatur zu verursachen. Weil nun die Wärmeleitung dem Wesen nach der Transport der molekulären Bewegungsenergie ist und die mittlere Weglänge der Luftmoleküle nur um 0.1 μ schwankt, so würde der Abstand, der wirklich die Leitung bedingt, weit weniger als ein Zehntel eines Millimeters sein. Daher ist es nicht das Gefälle bis zur hinreichenden Entfernung, sondern der Gradient knapp an der Oberfläche, welcher im wesentlichen die Wärmeleitung aus der Platte beherrscht. Je steiler der Gradient der Oberfläche ist, desto lebhafter wird die Leitung aus der Oberfläche.

Warum ist nun der Gradient je nach dem Niveau der Platte so verschieden? Dies wird endlich durch die Autokonvektion bestimmt. Denn die vom unteren Rand aufsteigende Aussenluft zieht dicht längs der Platte vorbei und wird nach oben angewärmt. Der Gradient ist daher am unteren Rand, wo die frische Luft zuerst aufsteigt, am steilsten; nach oben wird aber der Gradient infolge der Anwärmung immer weniger steil, und damit auch die Leitung, sodass die Platte oben in hochtemperiertem Zustand stehen bleibt.

Die Temperatur der Aussenluft bedingt natürlich die Wärmeabgabe der Platte als Ganzes, weil sie indirekt den Temperaturgradienten der Platte beeinflusst. Sofern wir aber jede Stelle der Platte einzeln betrachten, ist das

(1) Die Ausstrahlung an den 1 und 10 cm Stellen von oben beträgt in relativen Zahlen: 101.7:100.0, also die erstere strahlt 1.7% mehr aus als am unteren Rand.

Gefälle in hinreichender Entfernung oder sogar in 1 cm Abstand nicht massgebend.

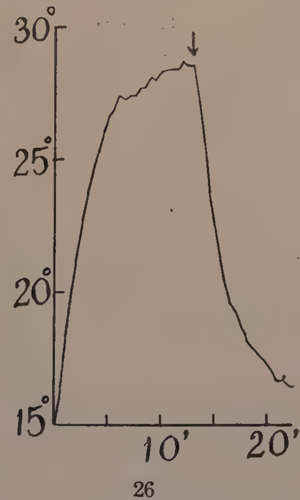
Bei vertikaler Lage der geheizten Platte soll die autokonvektive Schnellschicht von unten nach oben ein wenig näher kommen, der Geschwindigkeitsgradient der Konvektion sollte demnach aufwärts etwas steiler werden. Da aber der Temperaturgradient durch die Anwärmung nach oben hin stark vermindert wird, so wird hier die Schnellschichtswirkung auf den Gradienten völlig überdeckt.

§12. Die Temperaturverteilung in den bestrahlten Schwarzscheiben von verschiedener Form und Neigung

Wie wir eben gesehen haben, wird die Temperaturverteilung der bestrahlten Platte durch die Autokonvektion stark beeinflusst. Was erfolgt nun aber, wenn ihre Form, Grösse und Neigung verändert werden? Um dies in Erfahrung zu bringen, verwendete ich Scheiben aus Zinkblech, 0.4 mm dick und von verschiedener Form (Abb. 25). Sie wurden beiderseitig berusst und an einem Rand mit einem Bambusstiel versehen.



25



26

Abb. 25. Schwarzscheiben und -kegel, die für die Untersuchung der Temperaturverteilung bei der Bestrahlung verwendet wurden.

Abb. 26. Temperaturveränderung in der Mitte einer 5 cm Schwarzscheibe bei der Belichtung und Ausschaltung. Abszisse: Zeit in Minuten; Ordinate: Temperatur. Der Pfeil zeigt die Zeit der Ausschaltung.

Die Versuche wurden im Versuchszimmer unter Lampenbelichtung oder im Gewächshaus unterm Sonnenlicht ausgeführt. Im ersteren Fall wurden die Scheiben so aufgestellt, dass sich ihr Zentrum 30 cm hoch über dem Tische befand; von oben oder von den Seiten wurde dann in 94 cm Abstand durch die 500 Watt-Lampe direkt bestrahlt; die Energiemenge betrug ca. 0.79 cal/cm^2 min. Die Temperatur der

Scheibe und der Luft wurde mit einer Thermonadel gemessen. Im zweiten Fall wurden die Scheiben an klaren Tagen durch das Dachglas des Gewächshauses besonnt, und zum Vergleich der wage- und senkrechten Scheiben wählten ich diejenige Stunde, in welcher die Sonne fast 45° Höhe passiert. Die Bestrahlung ist aber selbst bei anscheinend gleich klarem Himmel stets mehr oder minder schwankend, als Energiemenge wurde mithin der Mittelwert vor und nach dem Versuche aufgenommen.(1)

Der Temperaturanstieg bei der Belichtung ist, wie seit SMITH ('09), schon mehrfach berichtet und von HUBER ('35) zusammengefasst wurde, erst steil, dann immer langsamer, bis er asymptotisch eine bestimmte Höhe erreicht. Gegen die Endphase aber schwankt der Ausschlag, zumal am Rand der Scheibe, infolge der Turbulenz unaufhörlich, es zeigt sich die sog. „Temperaturunruhe" (GEIGER, '27, S. 32). Nach dem Ausschalten des Lichtes ist der Verlauf ganz umgekehrt, doch braucht es längere Zeit, bis die ursprüngliche Temperatur wieder hergestellt ist, weil thermisch träge Gegenstände wie Tisch usw. die Abkühlung verzögern. Abb. 26 zeigt ein solches Beispiel, bei welchem die horizontal gestellte 5 cm Scheibe belichtet und dann ausgeschaltet wurde.

Nachdem die Scheiben von 5, 14 und 20 cm Durchmesser (Fig. 25 a, b, c) nacheinander in horizontaler Lage unter der Lampe belichtet und die Oberflächentemperatur der Unterseite am Zentrum und am Rand (2 mm einwärts) nach dem Stillstehen der Ausschläge gemessen wurden, zeigten sich je nach der Stelle und Grösse folgende Unterschiede:

TABELLE 7. Temperaturanstieg der verschieden grossen Scheiben in horizontaler Lage durch die Bestrahlung (Lufttemperatur 15.5°; die Zahlen in Klammern geben die Übertemperatur an).

Durchmesser der Scheibe in cm..	5	14	20
Temperatur in der Mitte	29.1° (+13.6°)	33.7° (+18.2°)	35.9° (+20.4°)
Temperatur am Rand	27.6° (+12.1°)	30.2° (+14.7°)	31.8° (+16.3°)
Differenz	1.5°	2.5°	4.1°

Je grösser die Scheibe ist, desto grösser der Temperaturanstieg sowie die Differenz: Mitte/Rand. Weil bei horizontaler Lage der Scheibe die Konvektion axialsymmetrisch aufsteigt, so wird die umspühlende Luft desto mehr angewärmt, je weiter sie der Scheibe entlang vorbeizieht; und desto weniger steil wird der Temperaturgradient: Scheibe/Luft, also auch die Wärmeabgabe geringer, sodass sie, je grösser, desto höher temperiert wird; und zwar nicht nur in der Mitte, sondern auch am Rand. Dass die Mitte wärmer bleibt als am Rand, beruht darauf, dass die Schnellschicht näher dem Rande entlang geht, um den Gradienten steiler zu machen, während in der Mitte,

(1) Die Versuche waren die ersten meiner Modellversuche betreffs der Autokonvektion und die Versuchsanordnungen waren grob, aber die Resultate waren sehr lehrreich und anregend.

besonders an dem Unterlauf der Konvektion (hier oben), eine Staufläche gebildet wird.

Bei der Lampenbelichtung der 20 cm Scheibe ist der Einstellungswinkel der Strahlen auf der Mitte und auf dem Rand nicht gleich. Aber selbst unter dem parallelen Licht der Sonne erhält man ähnliche Resultate, wie die folgenden Daten zeigen:

TABELLE 8. Temperaturantieg der Scheiben in horizontaler Lage in der Sonne (Lufttemperatur 26.0°, Strahlungsenergie 0.74 cal/cm² min).

Durchmesser der Scheibe in cm ..	5	20
Temperatur in der Mitte	36.9° (+10.9°)	42.7° (+16.7°)
Temperatur am Rand	36.1° (+10.1°)	40.4° (+14.4°)
Differenz	0.8°	2.3°

Da der Temperaturanstieg je nach der Stromweite der Konvektion verschieden ausfällt, so ist sein Ausschlag, selbst bei einundderselben Platte, falls sie stellenweise verschiedene Breite besitzt, auch verschieden. Eine Platte (Abb. 25 e), deren Breite an der Spitze 0.7 cm, an der Zwischenstrecke 5 und in der Mitte 10 cm beträgt, wurde unter der Lampe belichtet und die Temperaturausschläge zeigten die folgenden Zahlen:

TABELLE 9. Temperaturanstieg der Scheibe e in horizontaler Lage unter der Lampe (Lufttemperatur 19.4°).

Spitze	Zwischenstrecke	Mitte
26.0° (+6.6°)	31.3° (+11.9°)	33.0° (+13.6°)

Je schmäler die Platte oder je näher der Messpunkt dem Rande kommt, desto grösser ist die Wärmeabgabe. Wenn also eine Scheibe gelocht ist, so steigt die Temperatur nicht sehr viel, wie beispielweise eine 14 cm Scheibe mit einem 2 cm Loch in der Mitte (Abb. 25 d) das Verhältnis klarstellt.

TABELLE 10. Lokale Ungleichheit des Temperaturanstiegs einer gelochten Scheibe in horizontaler Lage.

	Bei Lampenbelichtung (t = 15.0°)	Bei Sonnenbelichtung (t=28.8°, Sonnenstrahlung 0.9 cal/cm² min)
Äusserer Rand	31.0° (+16.0°)	48.1° (+19.3°)
Zwischenteil	32.4° (+17.4°)	49.7° (+20.7°)
Innerer Rand	31.8° (+16.8°)	48.1° (+19.3°)

In der Vertikallage der Scheibe nimmt die Temperatur von unten nach oben zu, während sie in der Horizontallage vom Rand nach der Mitte hin aufsteigt.

TABELLE 11. Zwei 20 cm Scheiben in vertikaler resp. horizontaler Lage. Lufttemperatur 29.7°, Sonnenstrahlung 1.29 cal/cm² min in Horizontallage.

Vertikal		Horizontal	
Oberrand	49.8° (+20.1°)	Rand	50.5° (+20.8°)
Mitte	46.0° (+16.3°)	Mitte	52.6° (+22.9°)
Unterrand	39.2° (+ 9.5°)		

Bei diesem Versuch variierte die Sonnenhöhe von 47.15° bis 48.33°, sodass die horizontale Scheibe etwas stärker besonnt wurde, und dadurch waren die Daten nicht streng vergleichbar. Jedenfalls ist aber in vertikaler Lage eine Differenz von mehr als 10° an beiden Rändern oben und unten ganz erstaunlich.

Ist die Schwarzplatte konisch gestaltet, so weist der Temperaturanstieg je nach der Normal- und Inverslage des Kegels der konvektiven Stromrichtung gemäss einen auffallenden Unterschied auf. Die Kegel hier waren 7.2 cm hoch, 14 cm breit mit Scheitelwinkel von 88° (Abb. 25 f).

TABELLE 12 a. Kegel elektrisch belichtet (t = 18.5°).

	Normal	Invers
5 mm von der Spitze	43.6° (+25.1°)	35.5° (+17.0°)
In der mittleren Höhe	37.7° (+18.2°)	31.3° (+12.8°)
5 mm aus dem Rand	31.1° (+12.6°)	27.7° (+ 9.2°)

Bei der Lampenbelichtung ist der Abstand der Messpunkte von der Lichtquelle je nach der Höhe verschieden. Beim Sonnenlicht kann man jedoch auch ein ähnliches Verhältnis bemerken.

TABELLE 12 b. Kegel besonnt (Temp. an der Schattenseite, t = 26.1°, S = 0.74 cal/cm² min).

	Normal	Invers
5 mm von der Spitze	40.7° (+14.6°)	34.7° (+8.6°)
5 mm aus dem Rand	37.3° (+11.2°)	31.2° (+5.1°)

In der Normallage kann die erwärmte Luft innerhalb des Kegels, anders als bei der Inverslage, ausser durch Turbulenz nicht leicht ausweichen, sodass der Temperaturgradient an der Innenfläche immer kleiner wird, also auch die Wärmeabgabe derselben Seite, sodass die Temperatur, wenngleich langsamer, mehr und mehr aufsteigt. Wenn aber der Kegel an der Spitze gelocht ist, so wird keine nennenswerte Erwärmung bemerkt (Zahlendaten ausgelassen).

Was zuletzt die Geschwindigkeit der Temperatureinstellung anlangt, so ist sie je nach der Grösse, Form und Neigung sowie nach der Stelle, selbst in einundderselben Scheibe, verschieden, wie die folgenden Daten es veranschaulichen:

TABELLE 13. Die Geschwindigkeit der Temperatureinstellung in Minuten unter elektrischer Belichtung. Die Mittelwerte. Die Zahlen in Klammern geben die Anzahl der Messungen.

5 cm Scheibe		20 cm Scheibe			Kegel	
Horizontal		Horizontal		Vertikal	Normal	Invers
Mitte (3)	Rand (1)	Mitte (3)	Rand (3)	Mitte (2)	Mitte (3)	Mitte (4)
11.0	9.0	17.5	9.5	8.0	18.0	9.5

Es ist also ersichtlich, dass die thermische Trägheit, selbst bei gleicher Form je nach ihrer Grösse, und bei dem Kegel je nach der Raumorientierung verschieden ausfällt. Solche Ungleichheiten sind ohne Rücksichtnahme der Autokonvektion nicht verständlich, denn die Scheiben sind von ganz gleicher Dicke und überall von gleicher spezifischer Wärme. In der Tat ist die Wärmeträgheit eines Körpers nicht allein durch seinen festen Anteil, sondern mit der ihn umspühlenden Lufthülle zusammen bestimmbar. Je steiler der Temperaturgradient im autokonvektiven Stromfeld werden kann oder je lebhafter die Wärmeabgabe von statten geht, desto früher erreicht der Körper seine Gleichgewichtstemperatur, desto kleiner ist die Wärmeträgheit. Das heisst mit anderen Worten, bei einer Fläche mit weniger steilen Gradienten bedarf es wegen geringerer Wärmeabgabe einer grösseren Temperaturdifferenz um ein Wärmegleichgewicht zu erreichen, also auch einer längeren Bestrahlungszeit. Die Wiederstrahlung und die innere Wärmeleitung wirken hierbei stets ausgleichend gegen die lokal ungleiche Wärmetönung.

Jedenfalls ist die Wärmeabgabe nicht der Flächengrösse proportional, sondern nimmt mit zunehmender Grösse ab. Bei der Scheibe ist also die Wärmeabgabe nicht r^2, sondern r^m $(m<2)$ proportional. Der Wärmeaustausch ist ferner, wie wir bei der Küvette gesehen haben, nicht der Temperaturdifferenz proportional, sondern folgt zu θ^n $(1<n<5/4)$. Dass der Wärmeaustausch nicht der Fläche proportional ist, ist in der Thermodynamik theoretisch erörtert worden (siehe z.B. GRÖBER-ERK, '33, S. 168), aber die Grösse von m und n wird nicht näher diskutiert, eher als $m=2$, und $n=1$ behandelt. Bei dem Wärmeaustausch wirkt natürlich die effektive Ausstrahlung vermittelnd ein, sodass die Berechnung der Exponenten erschwert wird, bei der Verdunstung ist hingegen, wie wir später sehen werden, diese viel eher ausführbar.

IV. Die Verdunstungskonvektionen usw.

§13. Die Autokonvektionen bei der Verdunstung

Das spezifische Gewicht des Wasserdampfs ist bekanntlich 0.623 oder fast 5/8 desjenigen der Luft, deshalb wird die Luft mit zunehmender

Feuchtigkeit leichter. Die Dampfkapazität der Luft oder die Löslichkeit des Wassers in der Luft ist aber bei gewöhnlichen Temperaturen relativ geringer. Der Dampfgehalt der gesättigten Luft oder die spezifische Feuchtigkeit beträgt bei 0° nur 0.376% und selbst bei 35° 3.529% der gesamten Luft, wenngleich sie beide als relative Feuchtigkeit ebenfalls 100% ausmachen. Die Abnahme des spezifischen Gewichts der trockenen Luft ist dabei 0.227 resp. 2.074%. Weil aber die Luft gewöhnlich mehr oder minder feucht ist, so beträgt die Dichteabnahme der Luft knapp an der nassen Oberfläche meistens etwa 1%, und nach Vermischen mit der Aussenluft wird der Dichteunterschied immer weniger.

Bei der nassen Pappe u. dgl. mit kleiner Wärmekapazität übertrifft mithin die durch die Verdunstungskälte hervorgerufene Dichtezunahme der Luft die durch Verdunstung hervorgerufene Dichteabnahme in beträchtlichem Masse. Das feuchte Papier u. dgl. zeigen mithin stets eine absteigende Konvektion, und die dabei vorkommende Dichteabnahme durch etwaige Dampfgehaltszunahme entkräftet kaum die Konvektion, sie wird im Gegenteil ganz verdeckt.

Bei einem Verdunstungskörper mit grosser Wärmekapazität wie Wasserbecken u. dgl. ist aber die Richtung der Konvektion hauptsächlich durch die Temperatur des Körpers selbst bedingt. Nur bei solchen Fällen, bei denen die Temperatur der verdunstenden Oberfläche gleich wie oder nur etwas niedriger als die der Luft ist, kann man eine aufsteigende Konvektion beobachten, die durch Dichteabnahme der dampfreichen Luft selber herbeigeführt wird. Wir möchten diesen sonderbaren Fall der Verdunstungskonvektion als „Wasserdampfkonvektion“ bezeichnen. Diese ist stets aufsteigend, entsteht aber nur in beschränktem Zustand. Die meisten Verdunstungskonvektionen sind aber dem Wesen nach nur Temperaturkonvektionen, selbst wenn sie durch Verdunstung veranlasst worden sind.

Ob die Verdunstungskonvektion auf- oder absteigend ist, hängt hauptsächlich von den Luft- und Wassertemperaturen, teils aber auch von der Feuchtigkeit und dem Druck der Luft ab. Um diese Verhältnisse klarzustellen, ist es aber zunächst nötig, die Dichtigkeit der Luft, welche durch die der Temperatur begleitende Veränderung der Sättigungskonzentration bedingt wird, mit derjenigen, welche bloss durch Änderung der Temperatur herbeigeführt wird, zu vergleichen.

Die trockene Luft mit 0.04% CO_2 wiegt bei 0° und 760 mm Hg 1,29307 kg/m³ oder mg/cm³ (LANDOLT-BÖRNSTEIN, I, S. 43). Drückt man diesen Wert mit S_0 aus, so wird das Gewicht der feuchten Luft S:

$$S = \frac{S_0}{1+at} \cdot \frac{b-0.377\,e}{760} \quad \text{(HANN-SÜRING, '26, S. 240)}$$

wobei t die Lufttemperatur, $\alpha = \frac{1}{273}$, b den Luftdruck und e die Dampfspannung in mm Hg darstellen. Das erste Glied obiger Formel ist die Veränderung der Dichte bloss durch Temperaturänderung.

Wir haben schon bei der Temperaturkonvektion die Beziehung zwischen der Temperaturdifferenz und der Stromgeschwindigkeit kennen gelernt. Vergleichen wir also die durch die Dampfgehaltszunahme herbeigeführte Dichteabnahme mit derjenigen durch Temperaturänderung verursachte, so können wir auch die Beeinflussung der Konvektion durch die Verdunstung wohl erkennen.

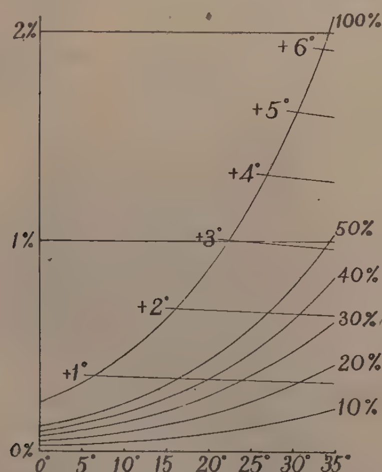


Abb. 27. Dichteabnahme (Ordinate) der dampffreien Luft durch Dampfaufnahme im Prozent der Dichte der betreffenden Lufttemperaturen (Abszisse), im Vergleich mit der Dichteabnahme durch Temperaturanstieg von 1°—6°. Die Kurven sind die der relativen Feuchtigkeiten von 10—100%.

Wenn man das Gewicht der trockenen Luft bei jeder Temperatur (0°–35°) als 100 ansetzt und die Gewichtsabnahme derselben durch Temperaturanstieg sowie durch Wasserdampfsättigung im Prozent der trockenen Luft in der anfänglichen Temperatur ausdrückt, so erhalten wir durch Berechnung die folgenden Zahlen (Tabelle 14). In Abb. 27 sind diese Verhältnisse graphisch dargestellt.

Tabelle 14. Gewichtsabnahme der trockenen Luft durch Temperaturanstieg sowie durch Dampfgehaltszunahme bei Lufttemperaturen von 0° bis 35° in %.

Lufttemperatur		0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°
Temperaturanstieg	1°	0.365	0.358	0.352	0.346	0.340	0.334	0.329	0.324
	2°	0.727	0.714	0.701	0.689	0.677	0.665	0.655	0.645
	3°	1.088	1.067	1.049	1.031	1.013	0.997	0.981	0.965
	4°	1.444	1.418	1.394	1.370	1.343	1.325	1.303	1.282
	5°	1.799	1.767	1.736	1.706	1.678	1.650	1.623	1.597
Dampfgehaltszunahme	10%	0.023	0.032	0.045	0.063	0.086	0.117	0.156	0.207
	20%	0.045	0.065	0.091	0.126	0.172	0.233	0.313	0.415
	30%	0.068	0.097	0.136	0.189	0.258	0.350	0.469	0.622
	40%	0.091	0.129	0.181	0.252	0.344	0.467	0.625	0.830
	50%	0.114	0.162	0.227	0.315	0.431	0.584	0.782	1.037
	100%	0.227	0.323	0.453	0.629	0.861	1.167	1.563	2.074

Bei niedriger Temperatur ist die Dampfkapazität viel geringer, sodass die Gewichtsabnahme der Luft selbst bei dampfgesättigtem Zustand auch sehr klein ist. Z.B. bei einer Lufttemperatur von 6.5° entspricht die Dichteabnahme der gesättigten Luft eben der des Temperaturanstiegs von 1°. Mit Erhöhung der Lufttemperatur nimmt aber die Dampfkapazität immer steiler zu, sodass die gesättigte Luft bei 16.5° der 2° übertemperierten Luft, und diejenige bei 22.5° einer Steigerung von annähernd 3° gleichkommt.

In gewöhnlichen Fällen ist aber die Luft schon mehr oder minder dampfhaltig, z.B. beschränkt sich bei 60% relativer Feuchtigkeit die Dampfgehaltszunahme bei der Sättigung nur auf 40%, sodass sich die Dichteabnahme dementsprechend auch vermindert. Jedenfalls ist es aber sicher, dass, je höher die Lufttemperatur und je niedriger die Feuchtigkeit ist, desto grösser die Dichteabnahme durch Sättigung wird.

Die reine Dampfkonvektion ist, wie bereits erwähnt, nur bei der Wasserfläche, deren Temperatur derjenigen der Luft nicht viel nachsteht, beschränkt. Das nasse Papier, die feuchte Kugel, das Blatt im Schatten usw. zeigen stets die absteigende Konvektion. Wir möchten hier zuerst mit den nassen Pappscheiben beginnen.

a) *Das Stromfeld um die benetzten Pappscheiben*

Die Abkühlung der Pappscheibe bei der Verdunstung ist geringer als die der feuchten Thermometerkugel (§ 26 u. 41), die dabei erfolgende

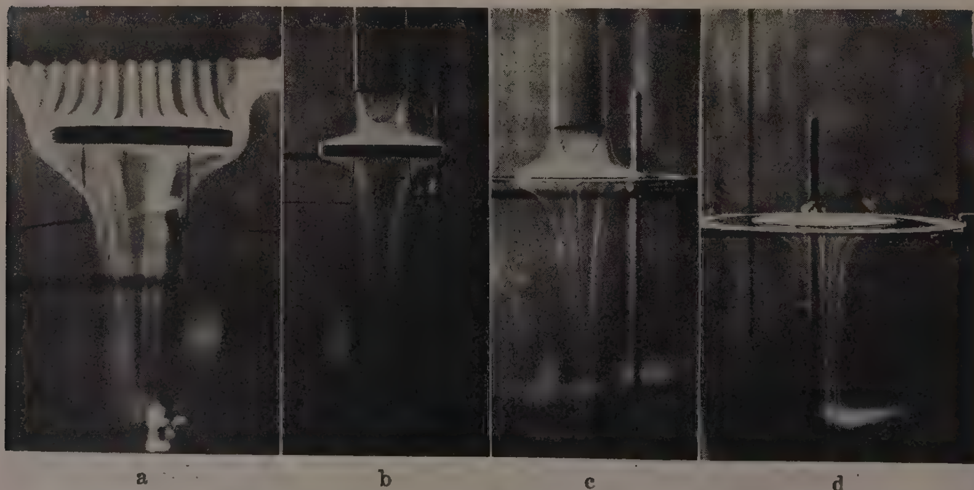


Abb. 28. Verdunstungskonvektion bei der horizontalen Scheibe (r = 5 cm). a: Pappscheibe mit geteiltem Rauch (t 18.7°, f 56%), b: mit abgebremstem Rauch (t 19.4°, f 50%), c: Fliesspapierscheibe mit abgebremstem Rauch (t 15.0°, f 44%), d: mit aufgelegtem Rauch (t 15.5°, f 47%).

Dichtezunahme überwiegt aber die Dichteabnahme durch Absättigung, sodass stets eine absteigende Konvektion zustandekommt.

Legt man eine benetzte Pappscheibe auf drei Drahtspitzen oder eine Fliesspapierscheibe horizontal auf ein Drahtnetz und sendet einen geteilten Rauchstrom von oben ab, so zeigt der Rauch Stromlinien, die den Ober- und Unterläufen des Stromfeldes des Zylinders fast ähneln (Abb. 28 a, vgl. auch Abb. 12). Ist hierbei abgebremster Rauch abgesandt, so strömt dieser hauptsächlich nur entlang der Innenschicht der Stromschalen ab (Abb. 28 b u. c). Aufgelegter Rauch zeigt nur den Unterlauf (Abb. 28 d).(1)

Ist die Pappscheibe nicht nass, so strömt der Rauch nach dem Anstossen gegen die Scheibe erst radial auswärts, und fällt dann durch sein


29


30

Abb. 29. Abgebremster Rauch auf der trockenen Pappscheibe; keine autokonvektive Strömung wird gebildet.

Abb. 30. Verdunstungskonvektion um ein vertikales Pappstück (t 15.5°, f 57%).

Eigengewicht mehr oder minder schief ab. Bei Abb. 29 war das Rauchbündel nicht homogen und der dichte Rauch an der linken Seite floss vom Rand fast abwärts, während der leichtere Rauch an der rechten Seite sich noch nach auswärts verbreitete. Jedenfalls strömt der Rauch bei der trockenen Scheibe niemals an deren Unterfläche zusammen.

Ist nun eine benetzte Platte vertikal gehängt, so sind die Stromlinien gleich denjenigen der Seiten-

(1) Das in Abb. 28 c und d abgebildete Fliesspapier wurde auf über einem Metallring in 1.8 cm Abstände gekreuzt aufgespanntes, 0.1 mm dickes Drahtnetz gelegt, sodass die Scheibe in Profilansicht nicht deutlich zu sehen ist; ebenfalls auch bei Abb. 31.

flächen der Küvette. Sie ziehen nämlich am oberen Rand der Platte unmittelbar längs der Plattenfläche gerade ab, während die seitlichen erst schief einwärts, dann immer steiler abwärts zusammenfliessen (Abb. 30, vgl. auch Abb. 12).

Ist die Scheibe von der Vertikale aus geneigt, so verhalten sich die Stromlinien bis zu 45° sehr ähnlich wie bei der Vertikalen; die Stromlinien an der Unterseite der Scheibe ziehen fast parallel längs der Unterseite vorbei und fliessen vom unteren Rand an schief nach unten ab (Abb. 31 a).



Abb. 31. Verdunstungskonvektion um geneigte Scheiben. a : $\alpha = 45°$ (t 15.2°, f 48%), b : $\alpha = 30°$ (t 15.5°, f 46%), c : $\alpha = 15°$ (t 15.7°, f 45%).

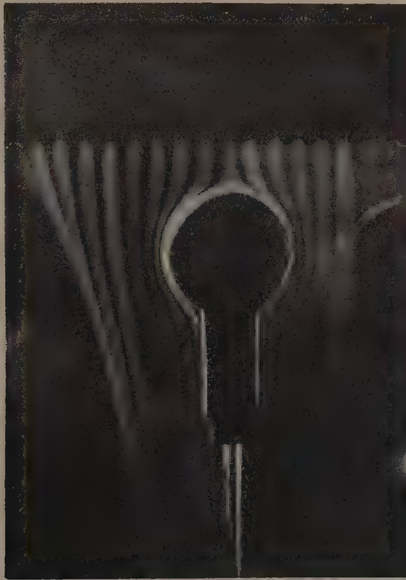
Bei der 60° Neigung aus der Vertikale ($\varphi = 60°$), also 30° von der Horizontalen ($\alpha = 30°$), ist das Verhältnis auch ähnlich, wenngleich sich nah am unteren Rand die Schnellschicht etwas aufzulösen beginnt (Abb. 31 b). Bei $\varphi = 75°$ ($\alpha = 15°$), geht nun die Schnellschicht an der unteren Seite stark von der Fläche los, während die der Oberseite noch seitlich weiter fliesst. Der Unterlauf ist mithin bei dieser Lage am stärksten aufgelöst (Abb. 31 c). Bei noch flächerer Lage fliesst die Schnellschicht der oberen Fläche immer senkrecht ab, um endlich in der Horizontallage allseitig nach unten kegelförmig zusammenzuströmen.

b) *Das Stromfeld um die Kegel- und Zylinderfläche*

Soweit die Stromlinien um die Scheiben und Platten. Was nun die Stromlinien um kugelige Oberflächen anbetrifft, so hat schon VON DEM

BORNE ('30) durch einen quer über dem oberen Pol einer Tonkugel zufliessenden Rauchstrom die absteigende Konvektion sichtbar gemacht. Wir möchten aber diese noch näher beobachten.

Sendet man einen geteilten Rauchstrom von oben auf die Tonkugel, so fliesst der axialzentrisch absteigende Strom allseitig radial ab, während die exzentrisch ankommenden Ströme gegen die schiefe obere Fläche eine starke Beschleunigung erfahren und über den Äquator schneller einwärts und über den zylindrischen Teil hinweg weiter abgehen (Abb. 32). Die Stromlinien, die durch die Kugel eine Beugung erfahren, liegen höchstens


32

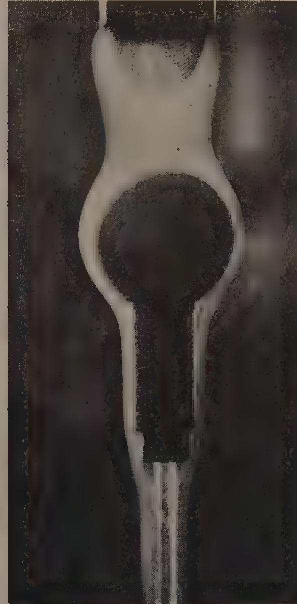

33

Abb. 32. Verdunstungskonvektion um die Tonkugel, geprüft mit abgeteiltem Rauch (t 14.7°, f 56%).
Abb. 33. Dieselbe mit abgebremstem Rauch (t 15.0°, f 60%).

bis 2 cm ausserhalb des Äquators. Der abgebremste Rauch fliesst hauptsächlich längs der Innenschicht ab (Abb. 33). Lässt man nun einen horizontalen Rohrrauch nah über den oberen Pol strömen, so geht dieser zuerst horizontal weiter, wird aber sofort durch die absteigende Konvektion der Kugel abwärts gebeugt und erreicht durch die Reibungsschicht hindurch (Abb. 34 a) endlich die Kugelfläche, entlang welcher er schief einwärts fliesst (Abb. 34 b). Lässt man nun denselben Rohrrauch auf die vordere schiefe Fläche fliessen (Abb. 35), so wird ein Teil des Rauches durch absteigende Konvektion über der Fläche sofort abgefangen und fliesst unmittelbar der Fläche entlang hinab, während der übrige Teil entlang der Hinterfläche dicht innerhalb der Schnellschicht absteigt.

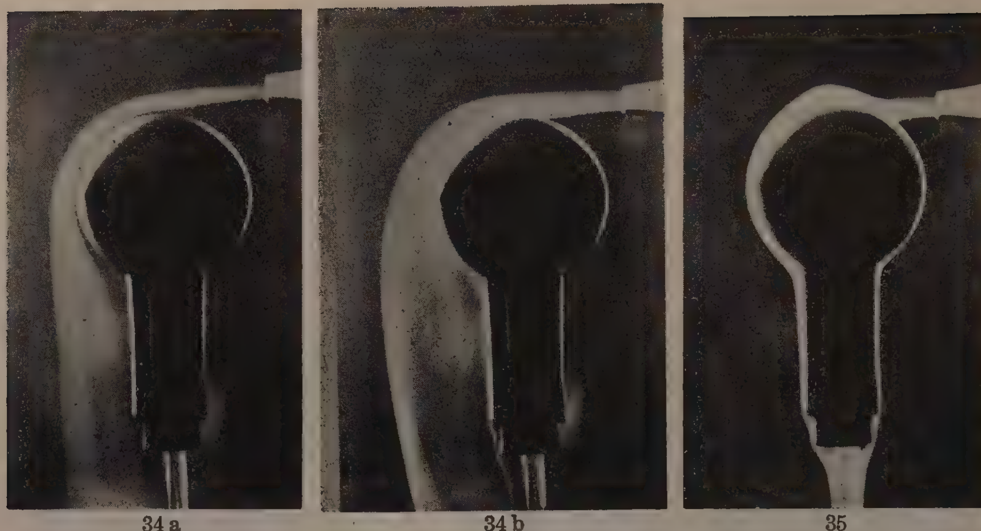

34 a 34 b 35

Abb. 34. Verdunstungskonvektion um die Tonkugel, geprüft mit gerade über dem oberen Pol abgesandtem, horizontalem Rauch. a: Der Rauchstrom erreicht infolge Verhinderung der Reibungsschicht die Kugeloberfläche noch nicht. b: Nach Erreichung derselben (t 18.4°, f 59%).

Abb. 35. Der horizontale Rauch wurde direkt an die obere schiefe Fläche der Tonkugel gesandt und der Rauch stieg beiderseitig entlang der Kugelfläche ab (t 18.4°, f 59%).

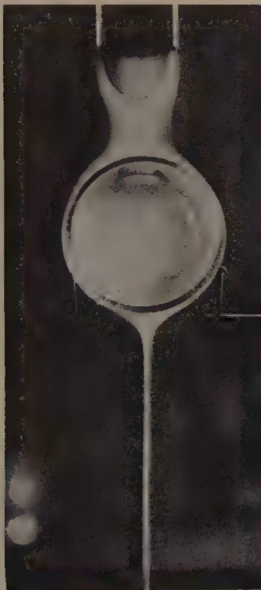

36


37

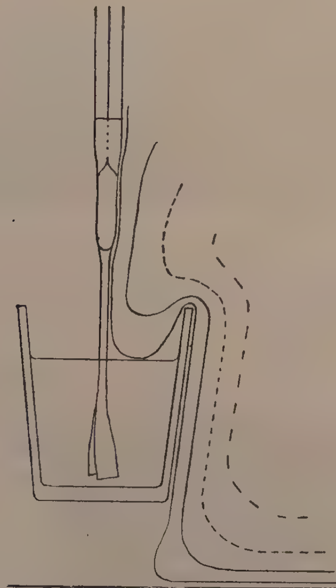
Abb. 36. Temperaturkonvektion um eine Zelluloidkugel von 8.5 cm Breite, geprüft mit abgebremstem Rauch (t 15.2°, w 12.1°, f 63%).

Abb. 37. Temperaturkonvektion um eine wagerecht gelegte Glasflasche von 7.7 cm Breite, geprüft mit abgeteiltem Rauch (t 26.0°, w ca. 21.0°, f 70%).

Über dem oberen Pol, wo die absteigende Konvektion noch schwächer ist, wird der Rauchstrom kappenförmig emporgehoben. Bei dem Atmometer wird das Zusammenfliessen des Unterlaufes durch den unteren Ansatzzylinder verhindert. Wenn man aber eine freie Kugel verwendet, so ist der konvergierende Unterlauf wohl zu beobachten. Die Kugel in Abb. 36 ist aus Zelluloid, mit 8.5 cm Durchmesser und bei dem Versuch wurde von einem kleinen Loch am oberen Pol 2° untertemperiertes Wasser eingegossen.



38



39

Abb. 38. Dieselbe mit abgebremstem Rauch.

Abb. 39. Konvektive Stromlinien um eine Psychrometerkugel und zugehöriges Wasserglas; nur eine Seite schematisch dargestellt. ×1/2

Bei der Kugel wird im Unterlauf ein noch mässig grosser Stauraum gebildet, während beim quer gestellten Zylinder der Stauraum fast verschwindet. Der Zylinder in Abb. 37 und 38 ist eine quer gelegte Glasflasche von ca. 7.7 cm Durchmesser, die ca. 5° untertemperiertes Wasser enthält. Der Stauraum ist verschwindend klein.

Bei der feuchten Psychrometerbulbe kann man auch längs der benetzten Fläche eine absteigende Konvektion beobachten. Wegen der Kleinheit der Hg-Kugel ist jedoch das Stromfeld durch gewöhnliche Rauchproben nicht nachweisbar; nur der Schweberauch macht das Bild sichtbar. Da es sich aber nicht photographieren lässt, stelle ich hier nur die an einer Seite gezeichneten Stromlinien dar (Abb. 39).

c) *Die Verdunstungskonvektionen um das Gefässwasser*

Dass die verdunstende Wasserfläche eine Konvektion hervorruft, hat schon WELTEN ('33) beobachtet. Nachdem er festgestellt hatte, dass der Verdunstungswiderstand bei konvektionslosem Zustand am grössten ist, hat er mittels Zigarrenrauch und Kobaltpapier den Verlauf der den Temperaturänderungen folgenden auf- und absteigenden Konvektionen geprüft.

Da das Gefässwasser meist eine grosse thermische Trägheit besitzt, lässt sich die Konvektion in drei Fälle einteilen:

1) Die Wassertemperatur ist höher als die Lufttemperatur.

2) Die Wassertemperatur ist gleich oder etwas niedriger als die Lufttemperatur, jedoch hinreichend, um eine aufsteigende Wasserdampfkonvektion hervorzurufen.

3) Die Wassertemperatur ist viel niedriger als die Lufttemperatur.

Diese drei Fälle lassen sich wiederum in zwei Gruppen einteilen:

a) Der Wasserspiegel ist gleichhoch wie der Gefässrand.

b) Der Wasserspiegel ist niedriger als der Gefässrand. Die Stromlinien zeigen je nach der Höhe des Wasserspiegels einen auffallenden Unterschied.

1a) Füllt man eine Petrischale, die auf einem Brett inmitten des Kastens aufgestellt ist, mit hochtemperiertem Wasser und legt eine Rauchmasse darüber, so verbreitet sich der Rauch zuerst seiner Schwere zufolge auswärts über den Schalenrand zur Brettfläche. Bald wird aber die aufsteigende Konvektion über der Wasserfläche wiederhergestellt und der niedergelegte Rauch wird durch diesen Strom mitgenommen und steigt längs des Axialstromes des autokonvektiven Unterlaufs auf (Abb. 40 a). Der Axialstrom des Rauches ist anfangs mehr oder minder gebeugt, erstreckt sich aber sofort senkrecht aufwärts und der übriggebliebene Rauch wird über der Wasserfläche kegelförmig angehäuft (b). Dieser Rauchkegel entspricht dem Stauraum des Unterlaufs, ausserhalb dessen die Schnellschicht vorbeizieht. Der Kegel bleibt aber nie ruhig. Durch Reibung der Schnellschicht schwingt er bald umher und verliert sich allmählich, sodass der Kegel immer abgezehrter wird (c). Innerhalb des Kegels ist ferner ein axialsymmetrischer Rauchwirbel zu sehen (Abb. 41 a). Weil aber ein derartiger Wirbel bei der absteigenden Konvektion nie gesehen wird, so scheint hier das Gewicht des befeuchteten Rauches selber auch an dieser Wirbelbildung beteiligt zu sein. Wenn der Rauchkegel mässig verkleinert ist, so sieht der Kegel oft durch diesen Wirbelring in Seitenansicht etwas konvex aus (Abb. 41 b, 54 c). Nach einigen Minuten wird aber der Rauchkegel endlich vollkommen fortgewischt.

Bei Abb. 40 war die Temperatur der Luft 16.8°, die des Wassers vor dem Versuch 19.2°, nach dem Versuch 19.0°, die Luftfeuchtigkeit 51%. Abb. 40 a wurde

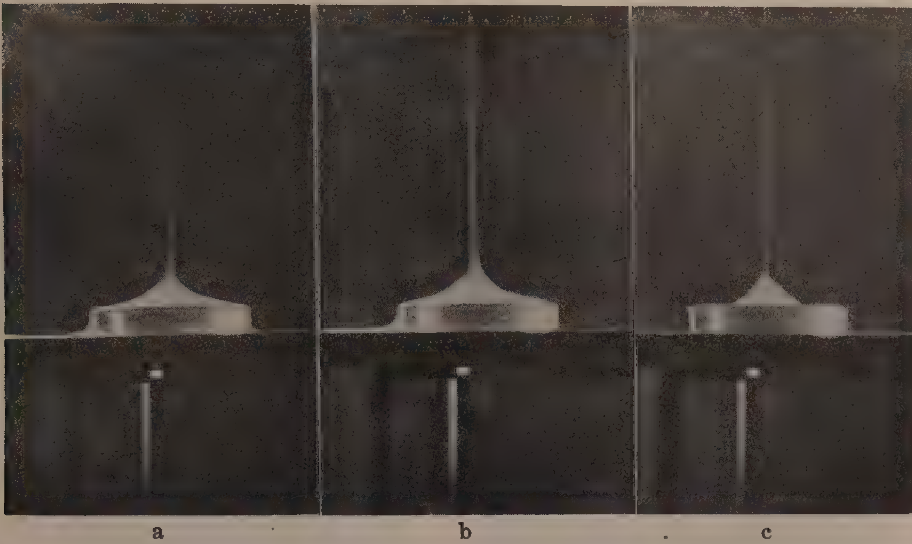
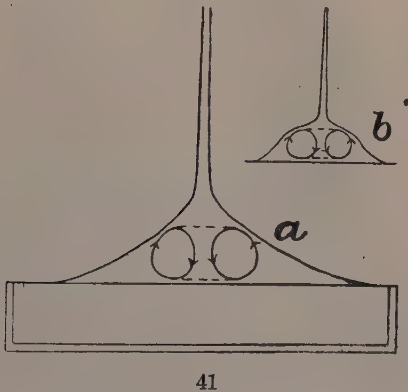


Abb. 40. Aufsteigende Konvektion um eine Petrischale (Innenbreite 94 mm) mit Warmwasser, geprüft mit aufgelegtem Rauch. a: 20 Sekunden nach Auflegen des Tabakrauches (t 16.8°, w 19.2°, f 51%), b: nach 2′ 15″ (t 16.8°, w 19.1°, f 51%), c: nach 3′ 40″ (t 16.8°, w 19.0°, f 51%).



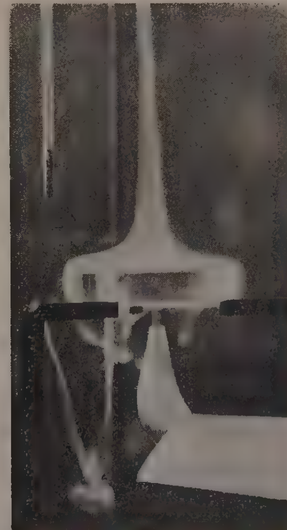


Abb. 41. Schematische Darstellung des Rauchkegels über der Wasserfläche. a: Rauchkegel mit innerem Wirbelring. b: Der Wirbelring ist infolge Abnahme der Rauchmasse etwas konvex über der Kegelfläche aufgewölbt.

Abb. 42. Verdunstungskonvektion um eine Wasserschale bei geringerer Übertemperatur des Wassers, geprüft mit unter der Schale aufsteigendem Rohrrauch; der Rauchstrom steigt nur langsam auf (t 16.0°, w 16.3°, f 58%).

20 Sek. nach dem Auflegen des Rauches aufgenommen, b nach weiteren 1'55" (2'15" vom Anfang angerechnet) und c nach weiteren 1'25" (3'40" nach dem Auflegen). Die Wassertemperatur war ca. 2.2° höher als die der Luft und die Dichteabnahme durch Sättigung entsprach etwa der Anwärmung von 1°; die Dichteabnahme als Ganzes war mithin dem Temperaturanstieg von 3.3° gleichwertig, wenngleich das Gewicht des Rauches derselben entgegenwirkt.

Ist die Wassertemperatur nur ein wenig höher als die der Luft, so wird die Steigkraft der Konvektion auch schwächer und der Axialstrom wird langsamer und dicker, ebenso auch der Seitenstrom.

Bei Abb. 42 war die Lufttemperatur 16.0°, die Wassertemperatur 0.3° höher als diese nach dem Versuch, die Feuchtigkeit 58%; die Dichteabnahme an der Wasserfläche entsprach ca. 0.9°, also als Ganzes 1.2°. Einige Rauchmassen waren hierbei durch Eigengewicht invers pilzförmig abgefallen.

43 

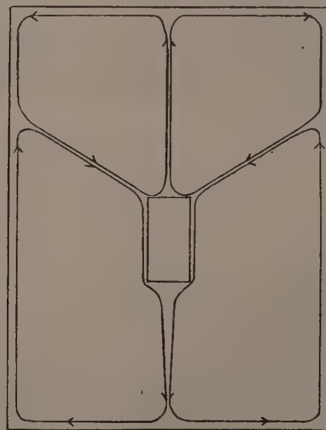
 44

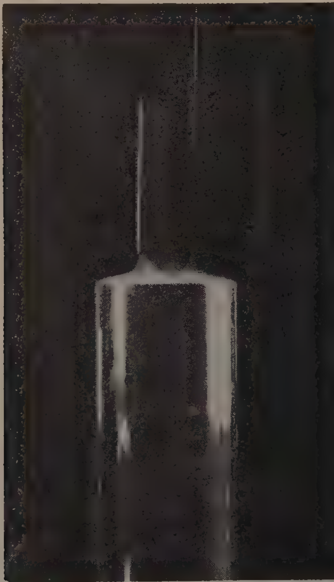
Abb. 43. Dampfkonvektion um eine Schale mit gleichtemperiertem Wasser wie die Luft, geprüft mit aufgelegtem Rauch. t = w = 16.8°, f 48%. Die gesättigte Luft vermindert ihre Dichte hier gleich wie etwa 1.1° wärmere Luft.

Abb. 44. Schematische Darstellung der zwei konvektiven Zirkulationssysteme innerhalb des Konvektionskastens um einen Metallzylinder mit etwa 0.5° untertemperiertem Wasser (Erklärung im Text).

1b) Ist die Temperatur der Luft und des Wassers dieselbe, so ist reine Wasserdampfkonvektion zu sehen. Bei Abb. 43 waren die Temperaturen gleich 16.8° und die Feuchtigkeit 48%, daher ist die Dichteabnahme über der Wasserfläche, wenn wir das Gewicht des befeuchteten Rauches ausser Acht lassen, dem Temperaturanstieg von 1.1° gleichwertig. Die Steigkraft des befeuchteten Rauches ist hier so schwach, dass der axiale Rauchstrom eine dünnfarbige Säule ausmacht. Es ist aber bemerkenswert, dass der Seitenstrom der Konvektion die über die Schale übergeflossene Rauchmasse aufwärts mitgenommen hat.

Weil die Wasserdampfkonvektion sogar über der etwas niedriger temperierten Wasserfläche entsteht, so lassen sich unter Umständen zwei

Systeme von Autokonvektionen um das Gefäss ausbilden, falls die Gefässwand ein guter Wärmeleiter ist. Ich beobachtete einmal mit einem zylindrischen Gefäss aus Zinkblech, 10 cm breit und 20 cm hoch, welches mit 0.5° untertemperiertem Wasser angefüllt war, zwei Systeme von autokonvektiven Zirkulationen in der Mitte des Konvektionskastens, wie Abb. 44 es schematisch darstellt. Über der Wasserfläche des Zylinders ist eine aufsteigende Dampfkonvektion entstanden, während längs der Seitenwand und unter der Unterfläche eine absteigende Konvektion gebildet wurde. Diese zwei Systeme der Zirkulation strömten von der Seitenwand des Kastens in gleicher Richtung zurück, sodass an ihren Berührungsflächen eine dünne, inverskegelige Rauchfläche inmitten des Kastens gebildet wurde, deren Spitze sich gegen den oberen Rand des Zylinders richtete. Bei dieser Art von Versuchsanordnung entsteht

45 

 46

Abb. 45. Absteigende Konvektion um den Glaszylinder mit kaltem Wasser (t 18.0°, w 13.0°, f 52%).

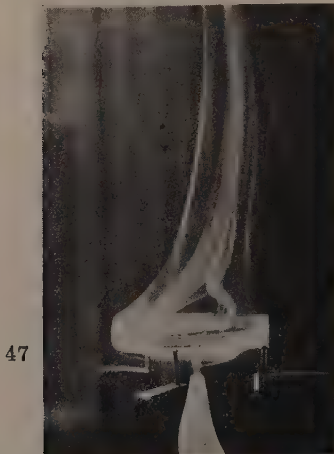
Abb. 46. Aufsteigende Konvektion über der Schale bei niedrigerem Wasserspiegel (7 mm unter der Schalenwand). t 16.8°, w 18.5°, f 51%. Die Dichteabnahme des gesättigten Dampfes entspricht etwa einer 1.0° wärmeren Luft.

während der Senkung der Wassertemperatur nie die Konvektionslosigkeit, wie WELTEN meinte, weil noch vor dem Aufhören der aufsteigenden Konvektion schon eine absteigende zutagetritt.

1c) Ist das Wasser sehr viel untertemperierter als die Luft, so entsteht eine absteigende Konvektion (Abb. 45), wobei der längs der Seitenwand des Zylinders vorbeiziehende Rauch infolge seiner Schnelligkeit fast unmerklich wird.

Es wurde früher von PALLICH ('97) die Dampfkuppe über der Wasserfläche vergegenwärtigt (vgl. SEYBOLD, '29 b, S. 40), aber im autokonvektiven Stromfeld ist derartiges nie zu erwarten, denn die Geschwindigkeit der Autokonvektion überwiegt in starkem Masse die der Diffusion.

2a) Ist nun das Niveau des Wassers niedriger als der Gefässrand und die Temperatur höher als die der Luft, so wird leicht eine Wirbelbildung veranlasst. Ist jedoch die Luft ganz ruhig und die Wasseroberfläche nur um 5 mm tiefer, so lässt sich noch ein üblicher Axialstrom beobachten (Abb. 46). Ist hingegen die Luft etwas turbulent, so veranlasst die über den Rand eintretende konvektive Strömung eine Wirbelbildung am Rand und steigt weiter wirbelnd auf, wobei die Wasserfläche teils vom Rauch entblösst wird (Abb. 47).

47 

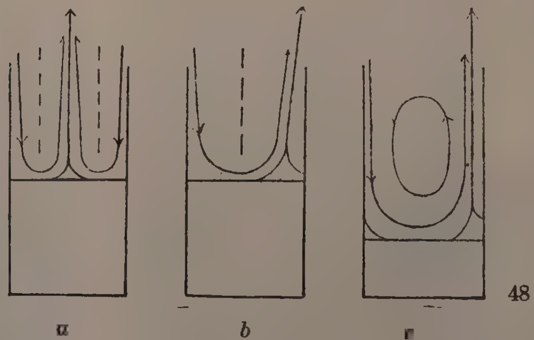
 48

Abb. 47. Die durch die Turbulenz gestörte aufsteigende Konvektion bei niedrigerem Wasserspiegel (10 mm unter der Schalenwand) t 15.2°, w 16.5°, f 51%.

Abb. 48. Verdunstungskonvektion über dem Gefässwasser bei niedrigerem Wasserspiegel (schematisch). a: ursprüngliche axialsymmetrische Form, b: exzentrische Abweichung der aufsteigenden Konvektion durch Ersatzstrom, c: dieselbe bei noch tieferem Wasserstand mit Rotationsstrom in der Mitte.

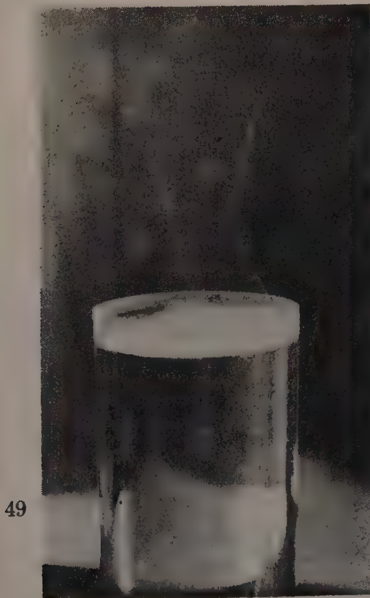
Ist das Wasserniveau so tief wie der Durchmesser des Gefässes, so wird durch die autokonvektive Strömungskraft ein exzentrischer Strom im Gefässraum gebildet. Die konvektive Strömung besitzt ursprünglich eine Tendenz, axialsymmetrisch aufzusteigen. Ist aber die Wasserfläche noch tiefer, so wird zwischen dem aufsteigenden Axialstrom und dem absteigenden, peripherischen Ersatzstrom infolge der entgegengesetzten Stromrichtung eine Reibungsfläche gebildet (Abb. 48 a, gestrichelte Linien), die ursprünglich eine zylindrische Form annehmen sollte. Dieser Zustand ist aber sehr unbeständig; es besteht eine Tendenz, diese Reibungsfläche

möglichst zu verkleinern. Bald wird also der aufsteigende Strom einseitig abgelenkt, wie auch der gegenüberstehende Ersatzstrom, sodass die Reibungsfläche zu einer Ebene reduziert wird (b). In welcher Richtung der aufsteigende Strom abgelenkt wird, wird durch die derzeitige Bewegung der Aussenluft, wie schwach sie auch immer sein möge, bedingt. Sie ist also von Zeit zu Zeit veränderlich.

Ist das Wasserniveau noch tiefer oder die Wassertemperatur viel höher, so entsteht um die Reibungsfläche oft eine Rotationsbewegung der Luft (c).

2b) Eine ähnliche Bewegung wird auch durch Dampfkonvektion aus gleichtemperiertem Wasser hervorgerufen. Legt man auf die Wasserfläche den Rauch etwa 1 cm dick, so wird der Rauch zuerst ganz flach, weil er sich auch in flüssigem Zustand befindet. Die Verdunstung wird hierbei durch diese Überdecke einstweilen sistiert, bis die Rauchteilchen dampfgesättigt werden. Nach etwa einer Minute wird nun die Rauchoberfläche allmählich uneben. Ist hierbei die Aussenluft sehr ruhig, so wird anfangs ein Rauchkegel in der Mitte der Fläche gebildet, der Axialstrom wird aber schon beim Aufsteigen durch den Ersatzstrom einseitig gebeugt und es erfolgt endlich ein einseitiger Steigstrom (Abb. 49).

49





50

Abb. 49. Dampfkonvektion über dem Gefässwasser, geprüft mit aufgelegtem Rauch. Innenbreite des Zylinders 10.0 cm, Tiefe des Wasserstandes 1.5 cm, t = w = 15.2°, f 45%. Die Dichteabnahme des gesättigten Dampfes entspricht etwa dem 1.1° Temperaturanstieg der Luft. Ein exzentrischer Rauchhügel mit aufsteigenden Stromlinien ist sichtbar.

Abb. 50. Dampfkonvektion wie oben. Innenbreite des Zylinders 12.7 cm, Tiefe des Wassers ebenfalls 12.7 cm, t = w = 14.4°, f 47%. Die Dichteabnahme entspricht etwa dem 1.0° Temperaturanstieg.

Der Ersatzstrom ist meist exzentrisch und es entstehen damit ein Rauchtal und -hügel. Mit dem Entweichen des Rauches wird nun dem Rauchtal eine freie Wasserfläche blossgestellt, die immer grösser wird (Abb. 50); der Rauch bleibt dann nur als exzentrischer Hügel in der Peripherie der Wasserfläche und verschwindet endlich, als kleine Protuberanz hin- und herschwingend.

Dass der Ersatzstrom in den Gefässraum eintritt, kann man ausser durch den geschilderten Versuch noch durch die Feuchtkugel des Thermometers nachweisen. Hängt man innerhalb des Zylinders etwa 1 cm über der Wasserfläche ein trockenes Thermometer in der Mitte und je eine feuchte Kugel in einigen Zentimeter-Abständen rechts und links davon auf, so zeigt die feuchte Kugel auf der Ersatzstromseite eine niedrigere Ziffer als die gegenüberstehende, über welch letzterer die abgesättigte Luft aufgestiegen sein sollte. Diese Ablesungen sind aber stets schwankend, was darauf hindeutet, dass die Richtung der Zirkulation stets variiert.

2c) Selbst wenn die Oberfläche des kalten Wassers um ein Vielfaches tiefer liegt als der Gefässdurchmesser, so entsteht doch eine Massenbewegung der Luft innerhalb des Gefässraums, denn die gedämpfte Luft wird mit dem Aufsteigen durch die Glaswand graduell erwärmt und leichter, sodass dadurch ein aufsteigender Strom und damit auch ein Ersatzstrom gebildet werden. Da aber der Strom hier äusserst schwach ist, so kommt es kaum zu einer Bildung des Rauchtales, höchstens, dass die Rauchoberfläche eine schiefe Neigung zeigt.

Wenn im Gefäss kein Wasser vorhanden ist, so sinkt der eingelegte Rauch allmählich nieder und klebt völlig an der Gefässwand. Ist hingegen eine kleine Menge Wasser im Gefässboden vorhanden, so wird der Rauch durch die befeuchtete aufsteigende Luft nach und nach mitgenommen, sodass er endlich grösstenteils ausgetrieben wird. Es ist also ersichtlich, dass die Verdunstung des Gefässwassers gewöhnlich nicht durch reine Diffusion bewerkstelligt wird, wie es seit STEFAN ('73, S. 385) ohne Rücksichtnahme auf die Dimension des Gefässes allgemein angenommen wird (BROWN und ESCOMBE, '00, S. 223, RENNER, '10, S. 451), sondern stets von einer konvektiven Strömung begleitet wird. Wieviel diese sich an der Verdunstung beteiligt, hängt natürlich mit dem Durchmesser des Gefässes, der Tiefe der Wasserfläche sowie mit der Temperatur zusammen, was jedoch noch ausführlicher Untersuchung bedarf.

Ich erinnere hierbei an die Versuche von HUBER über die Verdunstung von Alkohol aus Kapillarröhrchen ('30, S. 887). Selbst in einem Glasröhrchen von 1.5 mm oder von noch kleineren Durchmessern konnte er die Luftbewegung (die Kaminwirkung) mit der Verdunstung beobachten, und zwar: „In einer Tiefe von 2–5 Durchmessern ist dann die Verdunstung ausserordentlich wechselnd, bald entspricht sie schon der nach der Tiefe zu erwartenden, bald liegt sie der freien noch verhältnismässig nahe. . . .“ (S. 879). Wenngleich Alkohol nicht sofort mit Wasser vergleichbar ist,

und wenngleich auch bei den autokonvektiven Strömungen ein Analogie-Gesetz in Bezug auf die Dimensionen nicht haltbar ist, so stellt doch die obige Tatsache ein wichtiges Moment der Massenbewegung gegenüber der molekulären Diffusion dar. Die Windschutzeinrichtung von GRADMANN ('23, S. 449) ist zum Teil auch ähnlich zu deuten. Die Verdunstungsformel von STEFAN ('81) ist also nicht gemeingültig.

§14. Die zusammengesetzte Konvektion

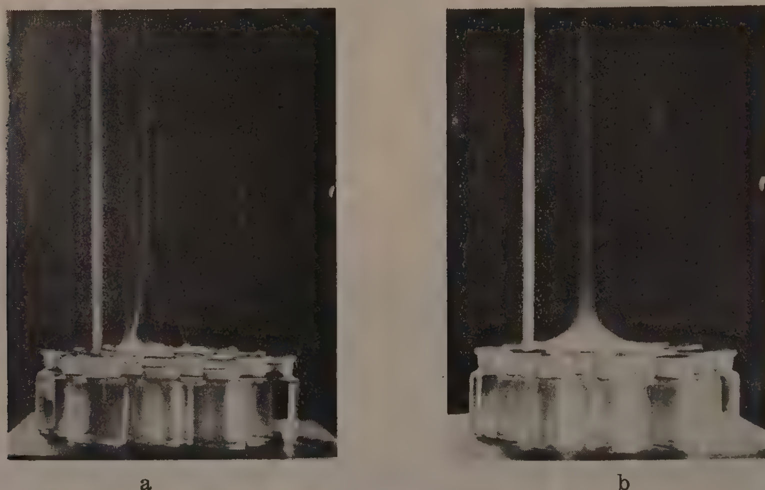
Wenn zahlreiche, autokonvektiv tätige Oberflächen zusammengestellt sind, so werden einzelne konvektive Strömungen in ihrem Unterlauf zu einem einzigen System zusammengesetzt. Wir möchten diese als „zusammengesetzte Konvektion" bezeichnen. Die Entstehung dieser Strömung beruht auf demselben Moment wie das Konvergieren einer Autokonvektion in ihrem Unterlauf.



Abb. 51. Zusammengesetzte Verdunstungskonvektion über den Wasserflächen der Flaschen, geprüft mit aufgelegtem Rauch. Jede Flasche 6.0 cm hoch, 3.7-3.8 cm breit mit 2.3-2.4 cm Öffnungsbreite. a: t 15.9°, w 21.0°, f 56%; b: t 16.0°, w 16.9°, f 50%; c: t 16.0°, w 16.7°, f 53%. × ca. 3/10

Weil jeder Strom infolge Reibung der umgebenden Luft notwendigerweise diese als Lufthülle mitzieht, so können, falls viele Ströme parallel laufen, die gegen die Mitte befindlichen viel schneller fliessen als die auswärts befindlichen. Und je schneller sich ein Strom hinzieht, desto kleiner wird sein Querschnittsareal, desto näher werden die peripherisch befindlichen Ströme zusammengezogen, sodass ein einheitlich konvergierter Strom die Folge ist (vgl. § 8).

Stellt man beispielsweise sieben Flaschen, die mit übertemperiertem Wasser bis zum Hals gefüllt sind, in dreizeiligem Kontakt nebeneinander und legt eine Rauchmasse darüber, so steigt der Rauch zuerst mehr oder minder selbständig auf (Abb. 51 a), und zwar desto mehr, je höher die Wassertemperatur ist. Bald werden aber alle Ströme zusammengezogen (b) und endlich ist ein einheitlicher Axialstrom die Folge (c). Abb. 52 zeigt in ähnlicher Weise 19 sechseckig zusammengestellte Flaschen.



a b

Abb. 52. Wie oben. a : t 14.3°, w 19.2°, f 64% ; b : t 14.1°, w 19.7°, f 63%. × ca. 1/6

Wenn man etwas Wasser in einen Glaszylinder giesst, den Rand mit einem Tuch bedeckt und darauf eine Rauchmasse auflegt, so wird die Luft über dem Tuch durch den effundierten Dampf leichter und es bildet sich ein zusammengesetzter Konvektionsstrom (Abb. 53 u. 54). Weil aber die Steigkraft hier nicht stark ist, so wird der Axialstrom leicht gebeugt oder der Rauchkegel wandert hin und her, oder auch der Kegel wird bald in zwei oder drei zerlegt. Die hier verwendeten Tucharten waren Schleier (Abb. 53 u. 55) und „Habutaë“ (eine Art feines Seidenstoffes) (Abb. 54 u. 56). Beim ersteren ist das Porenareal etwas kleiner als das des gesamten Areals; beim letzteren aber nur ca. 3% — die Porengrösse beträgt durchschnittlich ca. $100 \times 20\ \mu$ —, ist also etwa einem grossporigen Blatt ähnlich (vgl. SEYBOLD, ’29 b, Bd. V, S. 126–7). Trotz solch auffallendem Unterschied der Porenareale gibt es keinen merklichen Unterschied betreffs des Konvektionsverhaltens, nur dass beim Schleier der aufgelegte Rauch leicht durch die Poren fällt.


53

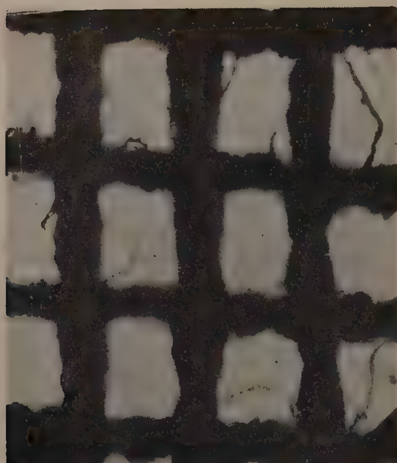

54 a


54 b


54 c

Abb. 53. Zusammengesetzte Konvektion der durch einen Schleier hindurch effundierten, dampfhaltigen Luft, geprüft mit aufgelegtem Rauch. Glaszylinder 10×30 cm, Wasser am Grund des Zylinders 4 cm tief (nicht sichtbar), t 16.6°, w 16.2°, f 46%. Der konvektive Axialstrom ist durch Luftbewegung gebeugt.

Abb. 54. Zusammengesetzte Dampfkonvektion wie oben durch Seidenstoffe (Habutaë) hindurchgehend. a : eine Halbminute nach dem Auflegen des Rauches ; b : nach 1′40″ ; c : nach 2′20″, t 16.5°, w 16.3°, f 47%. Bei a ist der Axialstrom noch diffus, bei b der Rauchkegel dreihügelig, bei c ist die Seitenfläche des Kegels durch den inneren Wirbelring konvex geworden.



55



56

Abb. 55. Der in Abb. 53 benutzte Schleier; das Areal der Poren ist etwas kleiner als das der Gewebefäden. ×42

Abb. 56. Der in Abb. 54 benutzte Habutaë-Stoff. ×42. Der Stoff ist 0.2 mm dick mit durchschnittlich 100×20 μ Porengrösse, also 2000 μ^2 Porenareal = 51 μ Porendurchmesser. Der durchschnittliche Abstand der Poren ist 263 μ, das Verhältnis: Porenabstand/Porendurchmesser ist mithin ca. 5.1-fach. Das Verhältnis der gesamten Fläche/Porenareal beträgt ca. 3% (s. Text).

§15. Die Schwingkonvektion

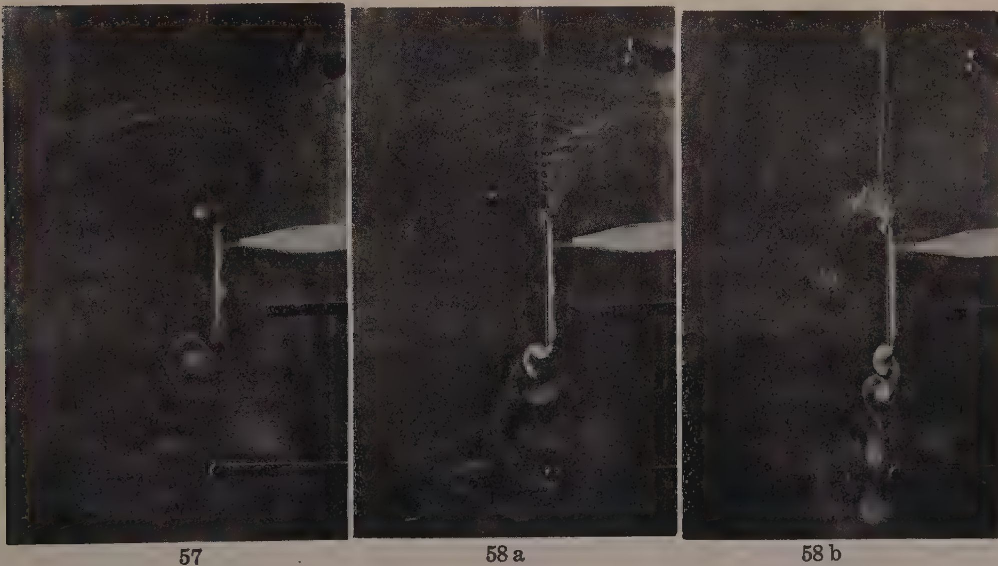
Es ist leicht denkbar, dass das Blatt beim Schwingen im Wind eine dynamische Konvektion hervorruft. Um diese Erscheinung experimentell nachzuweisen, brachte ich ein 10 × 10 cm Pappstück zur Verwendung, welches mit Hilfe von zwei Drähten in der Mitte des Kastens aufgehängt und von einem durch ein Loch an der lichten Seite des Konvektionskastens führenden Stab angestossen wurde. Die Schwingperiode betrug 2 × 0.7 Sekunde. Für die Versuche der Luftbewegung liess ich den Rohrrauch von der rechten Seite zufliessen.

Schwingt das Papierstück senkrecht zu seiner Fläche, so wird die umgebende Luft nicht mit dem Pappstück zusammen nach der Schwingrichtung hin gleichmässig fortgeführt, sondern hauptsächlich um die Flächenränder herum zurückgeführt. Dies beruht wesentlich auf folgenden Umständen.

Die Luftmasse der vorderen vorrückenden Seite erfährt einen positiven Druck und die der hinteren einen negativen. Die Luft der vorderen Seite, zumal die nah am Rand befindliche, wird mithin nicht vorwärts geschoben, sondern hauptsächlich an die hintere Seite überführt, um den entleerten Raum kurzweg anzufüllen. Dabei wird am Rand eine Wirbelbildung beobachtet, durch welche die Luft auch etwas seitwärts gerückt

wird. Je stärker die Fläche schwingt, desto mehr wird die Luft seitlich vertrieben. Die nah am mittleren Teil vorhandene Luft, vorn wie hinten, wird hierbei nur wenig verschoben. Die am hinteren peripherischen Teil befindliche Luft wird bei der Schwingung nach der Fläche eingesogen, um den entleerten Raum teils von derselben Seite auszufüllen.

Kehrt die Schwingung zurück, so geht die relative Bewegung der Luft im umgekehrten Sinne ähnlich vor sich. Nach wiederholten Schwingungen wird mithin die Luft als Ganzes beiderseits nach der Fläche hin zur Phase des Wegschwingens eingesogen und zur Phase des Zuschwingens von den Rändern seitwärts vertrieben. Bei vorliegendem Versuch ist die Amplitude der Schwingung am unteren Rand etwas grösser als am oberen Rand, sodass die wirbelförmige Vertreibung der Luft am unteren Ende auch etwas grösser ist als am oberen (Abb. 57). Das Prinzip der Fächelung beruht auch wohl hierauf.



57 58 a 58 b

Abb. 57. Schwingkonvektion um eine 10×10 cm Pappe, geprüft mit Rohrrauch.

Abb. 58. Schwingkonvektion um eine benetzte Pappe. Bei a ist die Platte etwas stärker geschwungen als bei b, sodass bei a die Luft beiderseits der Platte oben und unten hin verdrängt worden ist etwa wie bei Abb. 57, während bei b das Zickzackbild des Rauches infolge der Temperatursenkung abwärts gebeugt worden ist. Das Schwingbild des Rauches an der unteren Seite ist wegen starker Abkühlung deutlich abfallend.

Lässt man nun eine benetzte Pappe in der beschriebenen Weise schwingen, so tritt die absteigende Konvektion zur Schwingkonvektion zusammen und die abwärts wirbelnde Luftmenge nimmt dementsprechend zu (Abb. 58 a). Wenn die Fläche zur Rauchseite hinschwingt, strömt die Luft im mittleren Teil der Fläche deutlich ab, aber bei der Phase des

Wegschwingens bleibt sie grösstenteils an der Fläche haften. Der Stromwechsel ist also im mittleren Teil am geringsten. Ist ferner die Schwingungsamplitude kleiner, so wird der obere Teil der wirbelnden Luft durch die absteigende Konvektion sowie durch das Eigengewicht des Rauches abwärts gebeugt, und zwar mit zickzackförmigen Rauchgeprägen (Abb. 58 b).

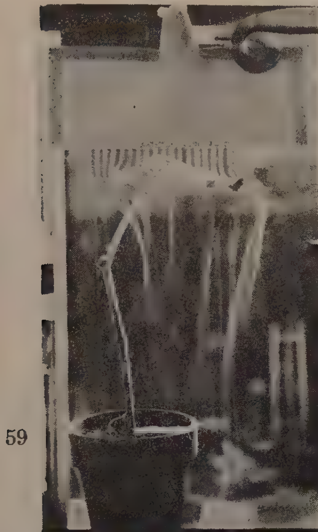
Jedenfalls wird die Luft bei den Schwingkonvektionen beiderseits von aussen nach der Fläche zugeführt und vom Rand auswärts wirbelartig fortgeführt, die Grenzschicht der Strömung kommt dadurch gegen den Rand hin fast in Berührung mit der Fläche.

Betrachtet man nun die Blätter im Freien, so erfahren sie selbst in Luftruhe infolge der durch Transpiration oder Besonnung herbeigeführten Autokonvektionen eine fortwährende Umspülung der Luft, zumal nah am Rand. Bei dem durch Wind verursachten Schwingen nähert sich die Grenzschicht stark dem Rande. Es ist also begreiflich, dass der Blattrand, besonders bei dünnen Blättern mit feinen Nerven gegen den Rand, leicht der Welkung ausgesetzt ist. Dass das Blatt ausserdem in der Nacht infolge der Randausstrahlung leicht dem Frostschaden anheimfällt, ist schon von URSPRUNG ('03, S. 80) erörtert worden.

§16. Die autokonvektiven Strömungen um die Blattflächen und Sprosse

Es ist selbstverständlich, dass auch die Blattflächen und Sprossen autokonvektive Strömungen hervorrufen können. Da aber die Blattfläche nicht von geometrisch regulärer Form ist, so erfährt die Strömung auch verschiedene Modifikationen. Bei den Sprossen, die eine Anzahl Blätter in verschiedenen Raumorientierungen besitzen, ist die zusammengesetzte Konvektion noch irregulärer. Ist aber der Spross von zahlreichen kleinen Blättern dicht bekleidet, so wird die Konvektion als Ganzes eher regulär.

Was zunächst ein einziges Blatt anlangt, so sind die Stromlinien, falls das Blatt mässig gross und flach ist, etwa denen der Modellversuche ähnlich. Lässt man z.B. auf einem wagerechten *Paulownia*-Blatt einen geteilten Rauchstrom abfliessen, so ist eine absteigende Konvektion deutlich nachzuweisen (Abb. 59). Der Rauch fliesst aber nicht allseitig gleichmässig, sondern zumeist entlang der Faltungen hinunter und von den Randeinschnitten kurzweg ab, sodass der Unterlauf nicht dicht konvergiert. Beim *Ricinus*-Blatt ist das Verhältnis noch deutlicher (Abb. 60). Bei etwas geneigter Lage ist es auch ähnlich (Abb. 61, rechtes Blatt). Bei stark geneigter Lage strömt aber die Luft an beiden Seiten oben und unten entlang der



59



60

Abb. 59. Ein Konvektionsbild um ein Blatt von *Paulownia* in Horizontallage. Der Unterlauf der Autokonvektion ist nur lose zusammengezogen (t 30.7°, f 58%). × ca. 1/6

Abb. 60. Ein Konvektionsbild eines *Ricinus*-Blattes. Die abgekühlte Luft fällt hauptsächlich aus den Lappenwinkeln ab (t 28.1 , f 74%). × ca. 1/6



61



62

Abb. 61. Absteigende Konvektion um zwei Blätter von *Paulownia* in geneigter Lage. Das linke Blatt ist etwa 75° und das rechte etwa 20° geneigt. Bei dem ersteren strömt die Konvektion etwa parallel zur Blattfläche, während beim letzteren der Unterlauf nur lose konvergiert ist (vgl. Abb. 31) und der Strom oben fällt hauptsächlich aus der Blattspitze (t 31.4°, f 66%). × ca. 1/12

Abb. 62. Ein etwas geneigtes *Ricinus*-Blatt, an dessen konkaver Oberseite sich die abgekühlte Luft niedersetzt, sodass die absteigende Luft über diese Luftmasse hinwegstreicht, ohne die Blattfläche zu erreichen (t 27.3°, f 79%). × ca. 1/6

Fläche etwa parallel ab und von der Spitze an zusammen (Abb. 61, links), wie beim Modellversuch von nassen Pappscheiben (Abb. 31). Ist die Blattfläche schalenartig vertieft wie beim *Ricinus*-Blatt, so setzt sich die abgekühlte Luft an der Vertiefung nieder und die absteigende Luft fliesst über diese Stagnation fortgleitend ab (Abb. 60 u. 62).

Wenn die Blätter ein Sprossystem ausmachen, so werden die Konvektionen auch als Ganzes zusammengesetzt. Ist hierbei der Spross aus einer geringen Anzahl von mässig grossen Blättern entstanden, so werden die Strömungen je nach den Blattorientierungen verschiedenartig modifiziert. Sind nämlich die Blätter vom Stengel aus schief aufwärts gerichtet, so fliessen alle Strö-



63



64



65

Abb. 63. Ein *Hydrangea*-Spross, dessen Blätter schief aufwärts orientiert sind, sodass der absteigende, konvektive Strom stengelwärts zusammengeflossen ist (t 31.2°, f 69%). × ca. 1/8

Abb. 64. Ein *Paulownia*-Spross, dessen Blattspreiten abwärts geneigt sind, sodass die Strömung auswärts zerstreut ist (t 31.2°, f 75%). × ca. 1/12

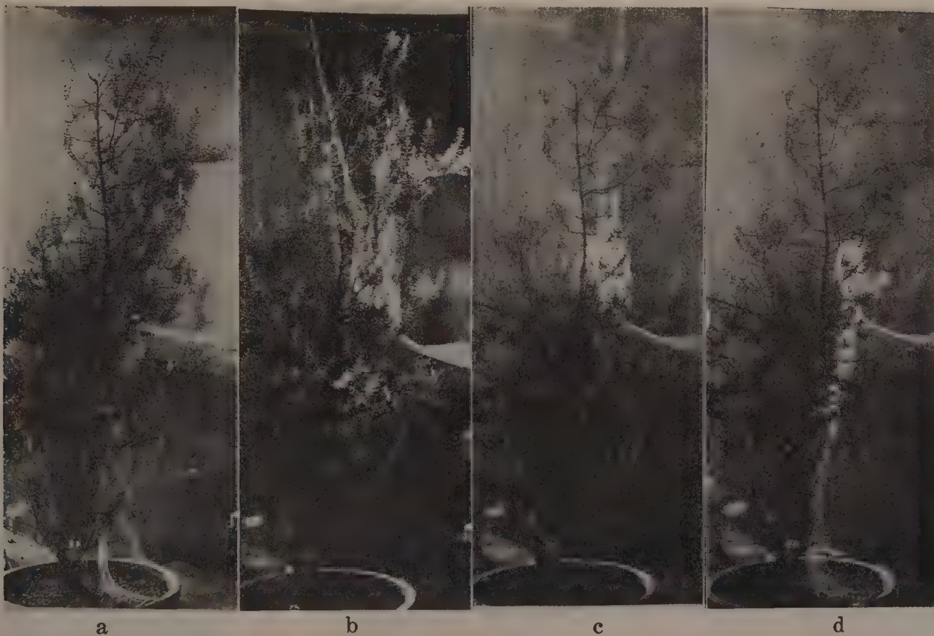
Abb. 65. Ein *Casualina*-Steckling, dessen Kladodien im Sprossraum als Ganzes diffus verteilt sind, sodass die absteigende Strömung nicht dicht zusammenfliesst und erst am unteren Stengelteil ein wenig konvergiert ist (t 32.0°, f 62%). × ca. 1/14

mungen stengelwärts zusammen, wie beim *Hydrangea*-Spross (Abb. 63). Sind hingegen die Blätter abwärts geneigt, so werden die Strömungen auswärts zerstreut, sodass die Rauchlinien kaum bemerkbar werden (Abb. 64).

Sind nun die Blätter oder die Kladodien sehr klein und gleichmässig verteilt, so entsteht ungeachtet der Raumorientierung einzelner Teile eine einheitliche Konvektion, die stromab allmählich konvergiert. Bei Abb. 65 ist der parallel geteilte Rauch durch den *Casualina*-Spross hin-

durch hinabgeflossen. Die Stromlinien laufen hier am oberen dichteren Teil des Sprosses infolge Strömungswiderstandes des Sprossraums fast parallel, nur am unteren lockeren Teil etwas konvergierend hinab.

Soweit die Sprosse in Verdunstungskälte. Wenn diese Sprosse belichtet werden, sollten die geschilderten Verhältnisse ganz umgekehrt werden. Jedenfalls soll aber die Luft durch den Spross hindurch stromab immer feuchter werden. Dass bei der Verdunstung von nassen Pappstücken in etagenförmiger Anordnung die unteren Etagen durch die oberen mehr oder minder hemmend beeinflusst werden, hat schon FILZER nachgewiesen ('34, S. 25).



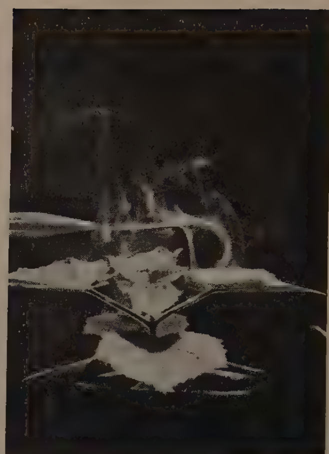
a b c d

Abb. 66. Ein *Erica*-Spross, in dessen Mitte der horizontale Rohrrauch gesandt wurde. a: vor der Belichtung, b: eine Minute nach der Belichtung mit 500-Watt Vitalampe. Die Belichtung dauerte 2 Minuten. c: Eine Minute nach der Ausschaltung, d: 4′30″ nach der Ausschaltung. × ca. 1/10

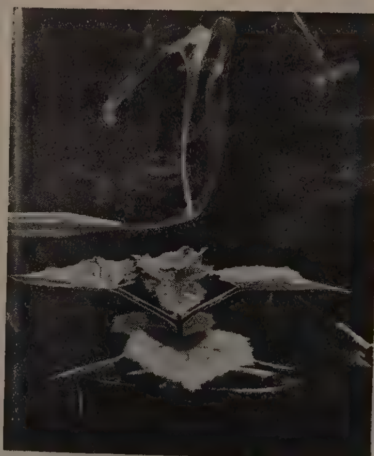
Wenn der in Verdunstungskälte befindliche Teil belichtet wird, so kehrt sich die Stromrichtung sofort um, wie z.B. bei dem Versuch der Abb. 66. In die mittlere Höhe eines Sprosses von *Erica*-sp. wurde horizontaler Rohrrauch gesandt (Abb. 66 a). Weil dort eine absteigende Konvektion herrscht, wird der Rauch nach Erreichen des Sprosses sofort abwärts gebeugt, sonst sollte der Rauch wegen der Kürze der Rauchröhre noch höher aufsteigen (vgl. Abb. 5). Der Spross wurde dann von einer Höhe von 55 cm oberhalb der Spitze durch die Glasdecke des Kastens hindurch mit einer 500 Watt „Vitalampe“ belichtet. Eine Minute nach

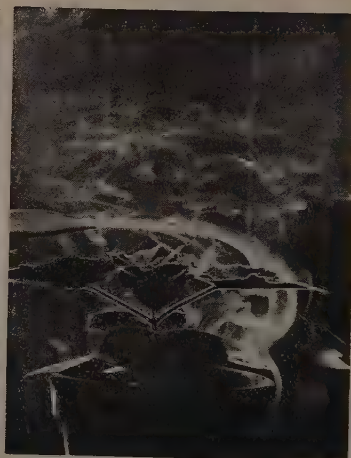

a


b


c


d


e


f


g


h

Abb. 67. Die Veränderung der Blattkonvektion vom *Paulownia*-Blatt vor und nach der Belichtung und Ausschaltung. a : vor der Belichtung, b : 35″ nach der Belichtung, c : nach 1′, d : nach 1′30″, e : nach 3′50″. Die Belichtung dauerte 4 Minuten. f : 1′ nach der Ausschaltung, g : nach 2′, h : nach 12′. × ca. 1/9 (h ca. 1/15)

der Belichtung war der Rauch schon vollkommen aufgestiegen (b). Die Belichtung dauerte zwei Minuten. Eine Minute nach der Ausschaltung hatte der aufsteigende Anteil des Rauches merklich abgenommen bzw. der grösste Teil desselben sich zu stauen begonnen (c). Eine weitere Minute danach (3′30″ von Anfang an) fing der Rauch an, wieder herabzukommen und sich mit der Konvektion des Topfes zu vereinigen, wenngleich eine grosse Masse des Rauches noch in der Mitte des Sprosses zurückgeblieben war (d).

Weil bei der Belichtung von oben der untere Teil des Sprosses grossenteils beschattet und weniger erwärmt worden war, so müsste hier das Absinken der Luft früher stattfinden, trotzdem am oberen Teil die aufsteigende Tendenz noch fortdauert. Es brauchte aber bei diesem Versuch etwa 11′30″, um den anfänglichen Zustand des Rauchtromes wiederherzustellen, weil im Glaskasten die Abkühlung viel langsamer vor sich geht.

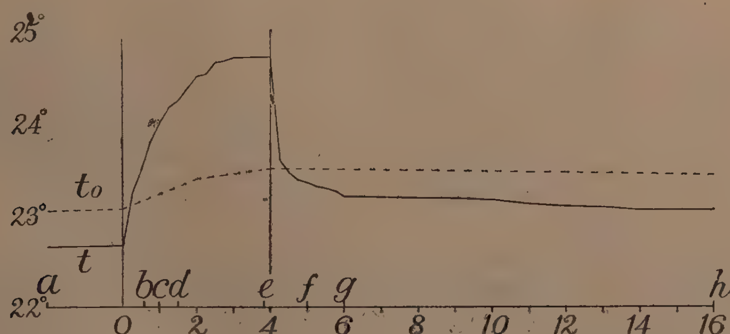


Abb. 68. Graphische Darstellung der Temperaturverläufe des *Paulownia*-Blattes und der Luft vor und nach der Belichtung und Ausschaltung, gezeigt in Abb. 67. t Blatt-, t_0 (gestrichelt) Lufttemperatur. Abszisse: Zeit in Minuten; a—h: s. Abb. 67.

Um die Veränderung konvektiver Strömungen nach der Belichtung und Ausschaltung im Zusammenhang mit Blatt- und Lufttemperaturen noch näher zu verfolgen, habe ich mit einem *Paulownia*-Blatt einen Versuch gemacht, dessen Rauchbilder in Abb. 67 und Messungsdaten in Abb. 68 angegeben sind. Der Versuchsrauch wurde auf den oberen basalen Teil eines Blattes gesandt und das Thermoelement an seiner unteren Fläche nah am Mittelnerv angesetzt. Die Strahlungsenergie, die das Blatt erhielt, betrug ca. 0.1 cal/cm² min.

Vor der Belichtung zeigte der Rauch deutlich eine absteigende Konvektion (a), und die Temperaturdifferenz θ des Blattes (t_1) und der Luft (t_0) betrug -0.39° (22.66°:23.05°). Nach der Belichtung wurde die Blattemperatur rascher erhöht, schon nach 35 Sekunden (b) war t_1 0.44° höher als t_0 (23.58°:23.16°) und der Rauch kam nicht mehr herab,

sondern sammelte sich auf der Blattfalte und fing eben an, aufzusteigen. Eine Minute nach der Belichtung (c) war die Temperaturdifferenz $\theta = + 0.77°$ (24.00° :23.23°), die Rauchmasse wurde schon mässig emporgehoben und der Rauchstrom etwas nach oben gebeugt. Nach anderthalb Minuten (d) war $\theta = + 0.93°$ (24.24° :23.31°) und der Rohrrauch kam nicht mehr herab, sondern stieg über die Sprosspitze unmittelbar auf. Nach 3′50″ (e) war $\theta = + 1.12°$ (24.71° :23.59°) und der aufsteigende Rauchstrom wurde fast gerade. Nach vier Minuten wurde das Licht ausgeschaltet, und schon nach 1 Minute (f) war die Blattemperatur niedriger als die der Luft (23.35° : 23.49°; $\theta = - 0.14°$) und der Rohrrauch fing wieder an, herabzukommen und sich mit der Topfkonvektion zu vereinigen. Zwei Minuten nach der Ausschaltung (g) war $\theta = - 0.28°$ (23.20° :23.48°) und die absteigende Konvektion an der Blattspitze wurde etwas deutlich. Weil aber die Abkühlung der Luft innerhalb des Kastens längere Zeit in Anspruch nimmt, so war selbst nach 12 Minuten (h), trotzdem die Temperaturdifferenz fast dieselbe wie vor dem Versuch war (−0.39° : −0.38°), die Lufttemperatur noch 0.39° höher als bei Beginn, und der Unterlauf der Blattkonvektion noch etwas schwächer als jene.

Der Temperaturverlauf des Blattes nach der Belichtung und Ausschaltung ist im grossen ganzen der der geschwärzten Zinkscheibe ähnlich (Abb. 26), aber der Temperaturabfall nach der Ausschaltung geht hier weit rascher vor sich als die Steigerung durch Belichtung, ungeachtet dessen, dass die Abkühlung der Luft im Kasten langsamer vor sich geht. Dies beruht auf dem Wärmeentzug des transpirierenden Blattes. Bei der Belichtung wirkt nämlich das Entziehen der Verdampfungswärme dem Temperaturanstieg entgegen, während nach der Einschaltung die Wärmeabgabe infolge noch lebhafterer Transpiration viel schneller erfolgt als durch den Wärmeübergang allein wie bei der Schwarzscheibe.

§17. Zusammenfassung von TEIL I

Die Autokonvektion entsteht durch Dichteänderung der körpernahen Luftschicht gegenüber derjenigen der Umgebung, sei diese nun schwerer oder leichter geworden. Das Stromfeld der Konvektion wird durch Rauchproben in einem grossen Glaskasten (Konvektionskasten) sichtbar gemacht (§ 4). Als Versuchsraucharten wurden der durch verschiedentlich gekrümmte Glasröhren ausströmende Weihrauch, der noch stärker abgebremste oder der geteilte, schwach strömende Rauch, sowie der aufgelegte Tabakrauch verwandt. Der aus diesen Raucharten entstehende feine Schweberauch ist für die nähere Beobachtung des Stromfeldes am zweckdienlichsten (§ 6).

Durch Rauchproben, thermoelektrische Temperaturmessung mittels des Dreiachsenverschiebers und andere geeignete Einrichtungen konnte der Verfasser betreffs der Autokonvektion die folgenden Tatsachen feststellen:

A. *Die Temperaturkonvektion und der Temperaturgradient*

1. Die autogene Temperaturkonvektion entsteht bei einer kubischen Küvette von 10 cm Grösse selbst bei einer Temperaturdifferenz von 0.1° mit der umgebenden Luft, wird also schon durch einen Dichteunterschied der Luft von ca. 1/3000 deutlich (§ 9 c). Ihre Geschwindigkeit nimmt stromab immer mehr zu, mit entsprechend verkleinertem Stromquerschnitt (§ 8).

2. Das Stromfeld längs der vertikalen tätigen Oberfläche ist, entweder knapp über der Fläche infolge der inneren Reibung, oder aber weit entfernt davon durch die Abnahme des Dichteunterschieds, langsam, dazwischen gibt es eine Schnellschicht (§ 8).

3. Mit dem Entstehen einer Autokonvektion werden an der Aussenluft auch Reibungs- und Ersatzströmungen hervorgerufen, die graduell in den Hauptstrom hineingezogen werden und als ganzes ein autokonvektives Strömungssystem ausmachen (§ 8).

4. Man kann die Schnellschicht der autokonvektiven Strömung als Grenze der Innen- und Aussenschicht ansehen. Die erstere ist dem Wesen nach statisch, während die letztere von der statischen allmählich in die dynamische Konvektion übergeht (§ 8).

5. Die Stromzeit τ, während welcher die Luft in der Schnellschicht eine bestimmte Stromweite l durchgeht, ist, sofern es sich um Messungen mit dem $10 \times 10 \times 30$ cm Gefäss aus Zink handelt, umgekehrt proportional der Temperaturdifferenz θ und proportional der $l^{0.78}$, und lässt sich mit der Formel:

$$\tau = \frac{1}{2\sqrt{\theta}}\, l^{0.78} \text{ sec.}$$

ausdrücken. Die Zahlenkonstanten sind jedoch je nach der absoluten Höhe der Temperatur und Feuchtigkeit mehr oder minder variabel (§ 9 a).

6. Die Geschwindigkeit v der Strömung in der Schnellschicht nimmt also der Quadratwurzel der Temperaturdifferenz, $\sqrt{\theta}$, proportional und der $l^{0.22}$ gemäss zu, oder

$$v = 2.6\sqrt{\theta}\, l^{0.22} \text{ cm/sec. } (\S\, 9 \text{ b}).$$

7. Ist die tätige Oberfläche geneigt, so wird die Geschwindigkeit dem Kosinus der Neigung aus der Vertikale, $\cos \varphi$, proportional, also

$$v = 2.6\sqrt{\theta}\, l^{0.22} \cos \varphi \ (\S\, 9 \text{ g}).$$

8. Die Entfernung δ der Schnellschicht aus der tätigen Oberfläche ist umgekehrt proportional der vierten Potenz der Temperaturdifferenz $\frac{1}{\sqrt[4]{\theta}}$ und nähert sich mit Zunahme der Stromweite immer mehr der tätigen Oberfläche. Z.B. beträgt sie bei $l = 10$ cm, $\theta = 1°$ ca. 6 mm. Allgemein lässt sich dies so ausgedrücken:

$$\delta = \frac{0.6}{\sqrt[4]{\theta}} \quad (\S\, 9\,\mathrm{d}).$$

9. Bei einer geneigten Fläche ist die Entfernung der Quadratwurzel des Kosinus der Neigung umgekehrt proportional, also

$$\delta_{l=10\,\mathrm{cm}} = \frac{0.6}{\sqrt[4]{\theta}\ \sqrt{\cos\varphi}} \quad (\S\, 9\,\mathrm{g}).$$

10. Bei konvexen Kanten eines Körpers nähert sich die Schnellschicht demselben, bei konkaven Ecken hingegen strömt sie weit entfernt vorbei (§ 9 h).

11. Weil die feste oder flüssige Oberfläche auf anstossende Luft eine Reibung ausübt, so kann ein Strom nicht sofort die Fläche berühren, sondern nähert sich durch die Reibungsschicht hindurch allmählich der Fläche, bis er endlich nach einigen Sekunden mit dieser in völlige Berührung kommt. Man kann dies Verhalten an einer festen oder flüssigen Fläche oder mittels eines Drahtnetzes ausprobieren (§ 9 f).

12. Wenn eine autogene Strömung um eine ungleichtemperierte Fläche entsteht, so ist der Temperaturgradient knapp über der Fläche sehr steil; mit der Entfernung aus dieser wird er aber immer flacher, bis er asymtotisch in die Temperatur der Aussenluft übergeht. Die Lufthülle, die hierbei die Temperaturveränderung erfährt, beträgt längs der Vertikalfläche einer Küvette nur um 2–3 cm, stromauf auch ein Ähnliches, während sie sich stromab weiter erstreckt (§ 10 u. 11).

13. Bei einer kubischen Küvette ist der Temperaturgradient an der oberen Kante am steilsten, dann an der unteren Kante. Längs der Seitenfläche wird er stromab immer weniger steil. An der vorderen Fläche, dem Oberlauf des Stroms entlang, ist er noch sanfter, und an der hinteren Fläche entlang des Unterlaufes wird er äusserst flach (§ 10).

B. *Der Wärmeaustausch*

14. Der Wärmeaustausch einer Küvette ist nicht proportional der Temperaturdifferenz θ des Wassers und der umgebenden Luft, sondern wächst nach θ^n, wobei $1 < n < \frac{5}{4}$ ist (§ 10).

15. Wird die Fläche einer vertikalen Schwarzplatte senkrecht bestrahlt, so erfolgt der Temperaturanstieg nicht gleichmässig. Er nimmt von unten nach oben oder nach der konvektiven Stromrichtung hin allmählich zu. Dies beruht darauf, dass am unteren Rand der Temperaturgradient infolge Bespülung der Aussenluft steiler und die Wärmeabgabe trotz gleichmässiger Bestrahlung viel stärker ist als nach oben hin, wo der Gradient mit Ausnahme des oberen Randes wegen Anwärmung der Luft immer weniger steil wird (§ 11).

16. Wenn eine horizontale Schwarzscheibe von oben her bestrahlt wird, so ist der Temperaturanstieg in ihrer Mitte weit höher als am Rand, weil am Rand der Gradient infolge Näherkommens der Schnellschicht viel steiler wird als in der Mitte, wo sich die Schnellschicht oben wie unten weit von der Fläche losgemacht hat (§ 12).

17. Selbst bei den Scheiben von derselben Dicke und Konsistenz, also auch von gleicher spezifischen Wärme, ist der Temperaturanstieg je nach ihrer Grösse verschieden: je grösser die Scheibe ist, desto höher ist auch der Temperaturanstieg. Dies hat seinen Grund darin, dass der Gradient der Anwärmung wegen stromab desto sanfter wird, je länger die Stromweite ist (§ 12).

18. Ist die Scheibe in ihrer Mitte gelocht, so wird die Temperatur nah am Loch nicht sehr hoch, da die Luft dieses durchströmt und der Gradient dementsprechend steiler wird (§ 12).

19. Weil die Strömung bei der Bestrahlung eine aufsteigende ist, so wird bei einer kegelförmigen Fläche in aufrechter Lage diese viel stärker erwärmt als die der invers gestellten. Ist aber an der Spitze ein Loch vorhanden, so wird der aufrechte Kegel nur weniger erwärmt (§ 12).

20. Die Temperatureinstellung bei der Belichtung ist langsamer bei der horizontalen Lage als bei der vertikalen, ebenso bei der grösseren Scheibe als bei der kleineren, weil die Wärmeträgheit bei der horizontalen oder der grösseren Fläche grösser ausfällt als bei der vertikalen oder der kleineren (§ 12).

C. *Die Verdunstungs- und Wasserdampfkonvektionen*

21. Die Verdunstungskonvektion der nassen Pappe ist stets absteigend. Ihre Stromlinien sind bei ihrer Horizontallage denjenigen an den beiden Flächen des Zylinders, und bei der Vertikallage denjenigen der Seitenflächen einer Küvette ähnlich. Bei einer geneigten Fläche werden die Stromlinien etwa mittelmässig, das Zusammenziehen des Stromunterlaufs wird bei 15° Neigung aus der Horizontale am lockersten (§ 13 a).

22. Um eine Tonkugel herum fliessen die Stromlinien ohne Wirbelbildung abwärts und die Schnellschicht zieht dem Äquator entlang vorbei, sich an der unteren Ecke etwas von der Fläche entfernend. Bei einer Sphäre wird hingegen um den unteren Pol herum ein Stauraum gebildet, während dieser bei einem quergestellten Zylinder viel kleiner wird. Man kann auch um die feuchte Thermometerkugel eine laminare Schnellschicht nachweisen (§ 13 b).

23. Die autokonvektiven Stromlinien um das Gefässwasser sind je nach der Höhe des Wasserspiegels dem Gefässrand gegenüber, sowie nach der Höhe der Wassertemperatur der Lufttemperatur gegenüber verschieden.

(a) Der Wasserspiegel ist gleich wie der Gefässrand.

Ist die Temperatur des Wassers höher als die der Luft, so entsteht ein Axialstrom am Unterlauf der Autokonvektion und dieser steigt gerade auf. Ist die des Wassers gleich oder etwas niedriger als die der Luft, so entsteht doch, soweit die dampfgesättigte Luft leichter ist als die Aussenluft, eine aufsteigende Konvektion—die Wasserdampfkonvektion—, die aber nur langsam emporsteigt. Ist dabei die Wärmeleitung der Gefässwand lebhaft, so können innerhalb des Konvektionskastens unter Umständen zwei Systeme von Zirkulation entstehen. Ist nun die Temperatur des Wassers viel niedriger als die der Luft, so entsteht eine absteigende Konvektion.

(b) Der Wasserspiegel ist tiefer als der Gefässrand

Der aufsteigende Strom im Gefässraum ruft einen entgegengesetzten Ersatzstrom hervor und der Innenraum wird desto mehr turbulent, je tiefer die Wasserfläche und je höher die Wassertemperatur ist. Der aufsteigende Axialstrom wird hierbei leicht exzentrisch verschoben und gegen den Ersatzstrom gestellt. Selbst wenn die Temperatur des Wassers viel niedriger ist als die der Luft und das Wasser mehrere Male tiefer als die Gefässbreite, so wird doch die gesättigte Luft mit seinem Aufsteigen immer wärmer und leichter, dass dadurch eine aufsteigende und eine ersetzende Strömung entsteht. Jedenfalls wird die Verdunstung eines Gefässwassers nie durch Diffusion allein vollzogen (§ 13 c).

D. *Die zusammengesetzte Konvektion*

24. Wenn viele autokonvektiv tätige Oberflächen zusammengestellt sind, so werden alle einzelnen Strömungen an ihrem Unterlauf zu einem einzigen Strom zusammengesetzt. Die Erscheinung kann man entweder durch die aus einer Gruppe kleiner Flaschen ansteigenden Wasserdampfströmungen oder durch die durch ein Tuch hindurch effundierende dampfreiche Luft beobachten (§ 14).

E. *Die Schwingkonvektion*

25. Wenn eine Platte senkrecht zu der Fläche schwingt, so erfährt die Luft vor und hinter der Platte einen positiven resp. negativen Druck und der grosse Teil der Luft der vorderen Seite strömt nach der hinteren Seite mit Wirbelbildung am Rand, und daher wird die Luft teils seitwärts vertrieben. Die Luft an der hinteren Seite wird dabei nach der Platte hin gezogen. Bei der Rückschwingung ist der Vorgang auch ähnlich. Bei wiederholten Schwingungen wird daher die Luft um die Platte als Ganzes nach der Platte hin geschoben und seitwärts vertrieben—eine Art von reiner dynamischen Konvektion. Der Rand erleidet dabei eine starke Umspülung durch die Luft (§ 15).

F. *Die Blattflächen- und Sprosskonvektionen*

26. Die Blattfläche ruft im Schatten eine absteigende Konvektion und in der Sonne eine aufsteigende hervor. Wenngleich die Blattfläche nicht geometrisch regulär ist, so sind doch die Stromlinien im grossen ganzen die der nassen Pappfläche ähnlich (§ 16).

27. Ein Spross mit einer Anzahl Blättern ruft eine Art von zusammengesetzter Konvektion hervor, die aber je nach der Neigung der Blätter gegenüber dem Spross verschieden ausfällt. Sind jedoch die Blätter klein und gleichmässig verteilt, so wird eine einzige langsam strömende Konvektion gebildet (§ 16).

28. Der Richtungsumschlag der Blatt- und Sprosskonvektionen durch Bestrahlung und Ausschaltung ist sehr lebhaft. Der dabei auftretende Verlauf der Temperaturänderung ist demjenigen der Schwarzscheibe ähnlich, die Abkühlung nach der Ausschaltung verläuft aber weit rascher als die Erwärmung nach der Belichtung, weil die Wärmeabgabe durch Transpiration dem Temperaturanstieg entgegen, aber auf die Temperatursenkung befördernd wirkt (§ 16).

Teil II.

VERDUNSTUNG

§18. Vorwort zur autokonvektiven Verdunstung

Wir haben bereits gesehen, dass der Wärmeaustausch einer bestrahlten Schwarzscheibe infolge der Verschiedenheit des Temperaturgradienten im autokonvektiven Stromfeld lokal verschieden ausfällt. Die Autokonvektion wirkt hierbei auf den Gradienten in

doppeltem Sinne. Sie kann nämlich einerseits infolge Näherstreichen der Schnellschicht den Temperaturgradienten an sich steiler machen, andererseits aber infolge der Anwärmung den Gradienten stromab weniger steil werden lassen. Und diese zweierlei Tendenzen können je nach der Stelle im autokonvektiven Stromfeld gleich- oder entgegengesetzt arbeiten.

Wir haben auch gesehen, dass an der verdunstenden Oberfläche eine autokonvektive Strömung entsteht. Weil nun die Verdunstung wie die Wärmeleitung ebenfalls ein molekulärer Vorgang ist, so ist es leicht verständlich, dass bei der Verdunstung im Konvektionsfeld auch ähnliche Verhältnisse obwalten müssen. Dass die Wärmeabgabe bei der Schwarzscheibe nicht flächenproportional vor sich geht, lässt sich ebenfalls bei der Verdunstung bestätigen, wie es seit STEFAN mehrfach betont wurde.

Von botanischer Seite wurde bisher beim Modellversuch der Verdunstung hauptsächlich die Wirkung der Flächengrösse in Betracht gezogen, ohne Rücksichtnahme auf die meteorologischen Zustände. Soweit die Versuche nur vergleichshalber ausgeführt werden, kann man auf Beobachtung der meteorologischen Daten verzichten, wenngleich die Verdunstung durch die absolute Höhe der Temperatur und Feuchtigkeit mehr oder minder modifiziert wird. Von meteorologischer Seite wurde hingegen, da eine bestimmte Form des Evaporimeters verwendet wurde, die Wirkung der Dimension ausser Acht gelassen. Für die theoretische Untersuchung ist es aber unbedingt wichtig, die Wirkung der meteorologischen Faktoren sowie die der Flächengrösse gleichzeitig zu untersuchen, um die korrelativen Zusammenhänge dieser beiden Faktoren klarzustellen.

Die Wirkung des Windes auf die Evaporation wird auch gern als Untersuchungsobjekt gewählt, neuerdings wurde auch die aerodynamische Windstruktur näher in Betracht gezogen. Weil aber die Windwirkung auf die Evaporimeter je nach ihrer Form, zumal nach der Tiefe des Wasserspiegels verschieden ausfällt, weil ferner die Windgeschwindigkeit im Freien sehr schwankend ist, so hatten die einzelnen Experimente, je nach dem Evaporimeter, stets zu verschiedenen Ergebnissen geführt. Man hätte eher die Versuche bei Windstille ausführen sollen, wobei natürlich die Autokonvektion in den Vordergrund tritt. Auch bei der Strahlungswirkung würde man Ähnliches gewahren.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass bei der Evaporationsfläche nicht nur die Strom-, Geschwindigkeits- und Temperaturfelder, sondern auch das Dampfkonzentrationsfeld entstehen, die alle miteinander zusam-

menhängen. Wenn man also nähere Kenntnisse hierüber besitzt, so müsste man imstande sein, durch Erkennung eines Feldes sich das andere theoretisch vorzustellen, wovon wir heute leider noch weit entfernt sind. Jedenfalls ist aber die Verdunstung für die Untersuchung der Autokonvektion viel geeigneter als der Wärmeaustausch, denn die Wägung ist, anders als bei der, in methodologischer Hinsicht weit nachstehenden Temperaturmessung, bequem und genau ausführbar.

V. Methodologische Vorbemerkungen

§19. Vergleich der Evaporation von Wasser- und Pappflächen

Die meisten Evaporationsversuche werden mit freier Wasserfläche ausgeführt; dies hat aber verschiedene Nachteile:

1) Ist der Wasserspiegel gleichhoch wie der Gefässrand, so wird das Wasser bei der Wägung leicht der Gefahr des Überfliessens ausgesetzt. Ist hingegen die Wasserfläche tiefer, so wird die Verdunstung infolge der Stauung am Rand mehr oder minder geschwächt.

2) Ist ferner die Wassermenge recht gross, so wird auch die Wärmeträgheit der verdunstenden Fläche grösser, sodass die Verdunstung bei den inkonstanten Bedingungen nicht mehr den meteorologischen Zuständen allein entspricht. Besonders, wenn man die Wirkung des Sättigungsdefizits, nicht aber die des Dampfspannungsgefälles der verdunstenden Fläche/Aussenluft sich zu untersuchen bemüht, ist das Wasserbecken nicht geeignet.

3) Die Verdunstung in vertikaler Lage ist mit Wasser nicht ausführbar.

Die nasse Pappe zeigt nebst den eben erwähnten kontrastierten Vorteilen noch folgende Eigenschaften:

1) Man kann bei der Pappscheibe die verdunstende Fläche durch Paraffinierung auf einer Seite oben oder unten beschränken.

2) Durch Zerlegung der Verdunstungsfläche kann man die Wirkung der Absättigung genau ermitteln. Dies ist bei Wasser fast unmöglich.

Die Frage, ob die nasse Pappfläche gleich stark verdunstet wie die freie Wasserfläche oder nicht, hat schon oft Aufmerksamkeit erregt. SIERP und SEYBOLD ('27, S. 119) sagen auf Grund von Experimenten, dass die Verdunstung eines Pappdeckels derjenigen einer freien Wasserfläche gleichkomme. Dagegen hat aber DÖRFFEL ('35, S. 190) zur Erklärung eines von seinen Versuchsergebnissen eine hemmende Wirkung der Papierfläche behauptet. „Eine Dampfdruckerniedrigung von 15% auf der Fliesspapierscheibe ist durchaus denkbar......Die Kapillarkraft des

Fliesspapiers besitzt einen hemmenden Einfluss auf das Freiwerden der Dampfmoleküle, sodass an der Oberfläche nicht Sättigungsdruck herrschen kann".(1)

Mrose ('37, S. 22) folgt ihm und hat experimentell gefunden, dass der Unterschied der Verdunstung dieser zweierlei Oberflächen 6% nicht überschreitet, und bei wachsender Windstärke, entgegen der Behauptung Dörffels, nicht zu, sondern abnimmt. Er fügte noch hinzu: „ob der mittlere Unterschied von 5% auf die Wirkung der Kapillarkraft des Papiers oder auf die vergrösserte Reibung des Windes an der rauhen Fläche zurückzuführen ist, kann hier nicht entschieden werden" (S. 26).(2)

Natürlich ist es schwer, einen fehlerfreien Vergleich dieser beiden Flächenarten durchzuführen, weil es, wie wir später sehen werden, bei der einseitigen Verdunstung ganz unmöglich ist, die von der Unterseite herkommende Wärmeleitung völlig gleich zu halten (§ 35).

Um jedoch zu sehen, welcher Grad von Abweichung in Frage kommt, habe ich ebenfalls Versuche gemacht. Hierfür wurden aus Kupferplatten von 0.4 mm Dicke zwei quadratische Schalen von 101 mm Innenbreite und 3 mm Tiefe angefertigt, und die eine von ihnen mit genau passender nasser Pappe von 2.6 mm Dicke ausgelegt, und die andere mit Wasser so gefüllt, dass beide Flächen das gleiche Niveau besassen. Darauf wurden sie im Verdunstungskasten zur Verdunstung gebracht. Nachstehend das Ergebnis von 2 Versuchen von je 7 Stunden.

Verdunstungsmenge g/h		
Wasser	Pappe	Verhältnis
0.396	0.404	1 : 1.02
0.377	0.392	1 : 1.04

Trotzdem die Pappe an Wärmeleitungsvermögen kleiner ist als das Wasser, so zeigte sich doch bei beiden Versuchen ihre Verdunstung etwas grösser als bei der freien Wasserfläche. Ob dies einfach Versuchsfehlern zuzuschreiben ist oder auf der Rauhheit der Pappfläche oder der Erhaltung der Abkühlung am Randteil der Pappe, die die konvektive Strömung stärker macht, beruht, ist hier nicht zu entscheiden. Jedenfalls kann man aber mit Sicherheit behaupten, dass die Pappe als Verdunstungsfläche wenigstens in Luftruhe der Wasserfläche nicht nachsteht.

(1) Die von ihm zitierte Angabe von Mache ('10, S. 1047), dass an der Wasserfläche eines Röhrchens ein Feuchtsprung von 20% vorhanden sei, beruht vielleicht auf der Verdunstungskälte innerhalb des wärmedicht isolierten doppelwandigen Glasröhrchens sowie der Konkavität der Wasserfläche.

(2) Weil bei seinem Versuch die freie Wasserfläche über dem Filtrierpapier einen blanken Spiegel gebildet hatte, so dürfte auch die Konvexität der Fläche an der Beschleunigung beteiligt sein.

Dies scheint zwar ganz natürlich, wenn man sich ins Gedächtnis ruft, dass die Diffusionskraft der Wassermoleküle gewöhnlich viele Hundert atmosphärischen Druck beträgt (HOMAN et al, '34, S. 653; SHULL, '39, S. 406), sodass die Kapillarkraft des Papiers kaum in Betracht kommt und praktisch vernachlässigt werden darf.(1)

Der einzige Unterschied der Papiere als Verdunstungsfläche liegt darin, dass das Wasserleitvermögen je nach ihren Arten verschieden ist, was begreiflich auf die Textur des Fasergeflechts und die kolloide Natur der Kittsubstanz beruht. Wenn man Papierstreifen von 3 cm Breite und etwa 50 cm Länge ins Wasser eintaucht, so steigt das Wasser erst rascher, dann immer langsamer, bis es sich nach etwa einem Tage der Endhöhe nähert. Die anfängliche Anstiegsgeschwindigkeit und die Endhöhe sind aber je nach den Papierarten verschieden. Je lockerer die Fasern geflochten und je kittsubstanzärmer sie sind, desto schneller steigt das Wasser; und je dicker das Papier ist, desto höher kann das Wasser aufsteigen, wenngleich dies wiederum je nach der Temperatur und Feuchtigkeit verschieden ist. Wenn also der verdunstende Teil und der wasserverfügende Teil einer Papierfläche getrennt sind wie bei der PICHE-Scheibe, so könnte das Nachleitvermögen unter Umständen nicht ausreichend sein, um die Verdunstung am Rand völlig zu überdecken.

§20. Die Quellung der Papierarten durch Benetzung

Der Quellungsgrad der Papierarten nach vollkommener Durchtränkung ist je nach Arten und Richtungen verschieden. Eine Art von Pappe, die genau in 100×100 mm Grösse ausgeschnitten wurde, zeigte nach der Durchtränkung eine Grösse von 101.4×103.0 mm; eine andere aber 100.2×102.7 mm. Die Dicke nimmt noch mehr zu, nämlich die anfängliche Dicke von 1.7 mm erreicht nach der Quellung 2.6 mm, wird aber nach einigen Stunden Verdunstung auf 2.4 mm reduziert. Es müsste also die Dicke bei der Verdunstung als 2.5 ± 0.1 mm angenommen werden, obwohl sie je nach der Stelle geringfügige Variationen aufweist.

Für die Herstellung der Scheibe wurde die Pappe mittels Grabstichel von 2–10 cm Durchmesser ausgeschnitten, sodass sie nach der Quellung schwach elliptisch war. Als Radius jeder nassen Scheibe wurde mithin das Mittel von zwei Halbdurchmessern in gekreuzten Richtungen aufgenommen.

Die Pappstücke wurden über Nacht mit fliessendem Wasser zur Quellung gebracht und nach Entwässerung mit Fliesspapier mit erhitztem, rauchendem Paraffin am Rand, oft auch an einer der Grundflächen, mit einem Pinsel bestrichen, gewaschen, und nach nochmaliger Entwässerung zum Versuch verwendet.

---

(1) So beträgt die Diffusionkraft z.B. bei 20° Lufttemperatur und 50% relativer Feuchtigkeit 924.2 Atm. und selbst bei 20° und 99% immer noch 13.39 Atm.

§21. Die Bedingungen des Versuchsraumes

Die Verdunstung wurde anfangs im Arbeitszimmer bei beliebigen Temperaturen untersucht. Dabei stellte sich aber heraus, dass die relative Verdunstungsgrösse mit Bezug auf das Sättigungsdefizit unerwarteterweise bei niedrigeren Temperaturen grösser ausfällt. Deswegen war es notwendig, die Versuche bei ganz bestimmten Temperaturen und zwar mit verschiedenen Feuchtigkeiten auszuführen. Die Versuche wurden von da an in der Dunkelkammer von konstanter Temperatur, und zwar in einem Verdunstungskasten von 90 × 75 cm Breite und 115 cm Höhe, durchgeführt.

Als Versuchstemperaturen wurden hauptsächlich 20° und 30° gewählt. Die elektrischen Heizgeräte wurden an vier Seiten der Kammer angelegt und zwar paarweise, je ein konstantes und ein regulierendes, um auf diese Weise die aufsteigende Konvektion um die Kammer möglichst gleichmässig zu halten. Die Temperatur wurde mit einem elektrischen Quecksilberregulator von Thermometerform innerhalb des Kastens reguliert. Die Schwankung der Temperatur war gewöhnlich ±0.15°, zur Zeit der Wägung bewirkte aber die Körperwärme des Operateurs vorübergehend einen Anstieg von 0.1°–0.2°.

Die Verdunstungsstärke der nassen Pappscheibe ist, soweit der freie Wassergehalt bis auf 1/3 der ursprünglichen Menge verloren geht, fast konstant (WALTER, '26, S. 7; KAMEI und SEDOHARA, '34, S. 70). Die Zeitdauer der Verdunstung müsste mithin auf diesen Grad der Wasserabgabe beschränkt sein. Die Versuche dauerten mithin gewöhnlich 5 Stunden, meistens von 10 bis 15 Uhr, im Falle starker Verdunstung 4, selten 3 Stunden.

Die Trocken- und Feuchtthermometer wurden jede Halbstunde mit einer Taschenlampe abgelesen und die Mittelwerte aufgenommen. Da aber die autoregulatorische Schwankungsperiode der Kammertemperatur meist nicht halbstündig war, so fiel der Mittelwert je nach dem Versuch bald höher, bald niedriger als die Standardtemperatur aus. Die Feuchtkugel ist zudem in ihrer Schwankung träger als die Trockenkugel, was auch zu gewissen Fehlern Anlass geben dürfte. Derartige Fehler waren aber ganz unvermeidlich.

Nach dem Einlegen der verdunstenden Pappstücke nimmt ferner die Feuchtigkeit innerhalb des Kastens erst rascher, dann immer langsamer zu, bis sie endlich eine bestimmte Höhe erreicht. Deshalb habe ich die Versuchsstücke wenigstens eine halbe Stunde, im Falle schwacher Verdunstung 1 bis 2 Stunden vor der ersten Wägung in den Kasten gesetzt. Damit wurde die Temperatur der verdunstenden Oberfläche selber auch stationär.

Der Luftdruck wurde vor und nach dem Versuch abgelesen. Die Schwankung während des Versuches beträgt gewöhnlich weniger als 2 mm.

Die Wägung wurde mittels einer chemischen Wage von 500 g Tragweite und 1 mg Empfindlichkeit ausgeführt, die neben dem Kasten aufgestellt war. Bei der Wägung wurde jede einzelne Scheibe, eine nach der anderen, zu einer bestimmten Zeit aus dem Kasten genommen, gewogen und notiert. Jede Prozedur beanspruchte zwei Minuten. Bei der grossen Scheibe beträgt der Gewichtsverlust pro Minute 5–10 mg, sodass die Zeitmarkierung bei der Messung genau eingehalten werden musste. Nach bestimmter Zeit wurden die Scheiben nochmals gewogen und die Differenz beider Wägungen wurde als Verdunstungsmenge angenommen. Bei der Wägung der zerlegten Fläche (s. unten) wurden aber die gesamten Teile auf einmal aus dem Kasten genommen und dann die einzelnen Fläche mit 1 Minute Zeitabstand gewogen. Bei der Wägung wurde eine 5-Watt Lampe benutzt.

§22. Die Beeinflussung der gegenseitigen Lage der verdunstenden Flächen

Bei der Verdunstung der Scheiben in horizontaler Lage habe ich als Unterlage der Scheiben einen mit einem Drahtnetz bespannten Metallrahmen zur Verwendung gebracht, um die absteigende Konvektion unbehindert vor sich gehen zu lassen. Hierfür liess ich aus einer Kupferplatte von 4 mm Dicke einen viereckigen Rahmen von 30.6 × 54 cm Innenweite und 3 cm Breite ausschneiden, und darüber feinen Draht von 0.15 mm Dicke in 1.5–6 cm Abstand gekreuzt aufspannen. Der Rahmen wurde auf zwei Stangen, die durch die Seitenlöcher auf der rechten und linken Seite des Kastens hindurch geschoben wurden, gesetzt.

Bei dieser Anordnung übt aber die Verdunstungskonvektion einzelner Scheiben je nach der gegenseitigen Stellung auf die Verdunstung der nebeneinanderstehenden Scheiben eine gewisse fördernde oder hemmende Wirkung aus. Dies war besonders bei wagerechter Lage der Verdunstung, bei der gewöhnlich fünf verschieden grosse Scheiben gleichzeitig benutzt wurden, der Fall.

Es wurde zwar oft betont, dass die Entfernung der verdunstenden Flächen wenigstens das Zehnfache ihres Durchmessers betragen muss. Die Behauptung wurde zuerst von BROWN und ESCOMBE ('05, S. 267) auf Grund ihres Verfahrens an der Porenverdunstung geäussert und seitdem wurde ungeachtet der absoluten Grösse der verdunstenden Flächen und der Versuchsanordnung diese Regel als allgemein gültig angenommen. Bei der Porenverdunstung ist aber, wie ich bei anderer Gelegenheit mitteilen möchte, die zehnfache Entfernung noch nicht ausreichend, um die gegenseitige Einwirkung vollkommen auszuschalten. *Bei den mässig grossen Pappscheiben wirkt hingegen eine nähere Stellung der Scheiben auf die Verdunstung beschleunigend ein*, wie folgende Versuche zeigen.

Legt man sechs nasse Scheiben von 6 cm Durchmesser (nach der Quellung 6.12 cm) sechseckig mit 3 cm Abständen auf die Netzunterlage, und ferner noch zwei Scheiben, eine in die Mitte des Sechsecks (Abb. 69 A a) und die andere in ca. 20 cm Entfernung desselben isoliert (b), und vergleicht die Verdunstungsgrösse nach einigen Stunden, so ergibt sich, dass die der ersteren, trotzdem diese von den 6 ebenfalls verdunstenden Scheiben umgegeben ist, viel grösser ist, als die der isolierten. Die erstere zeigte im Mittel von zwei Versuchen 6.7% Überschuss gegen die letztere. *Die absteigende Konvektion jeder Scheibe ruft hier etwa bis zur 2 cm Strecke die Reibungskonvektion umgebender Luft hervor, daher wird die autogene Strömung um die Scheibe a beschleunigt und infolge der Schnellschichtnäherung wird*

der Dampfkonzentrationsgradient steiler, sodass eine Beschleunigung erfolgt. Natürlich sollte die Luft um die Scheibe a als Ganzes feuchter sein als bei b, aber die dadurch erfolgte Gradientenabnahme steht der Zunahme durch die Schnellschichtnäherung weit nach.

Sind aber die umgebenden Scheiben noch näher aneinandergestellt, so wird die Beeinflussung der erstgenannten Wirkung stärker als die der letzteren. Legt man 8 Scheiben ringförmig sich gegenseitig berührend auf (Abb. 69 B) und eine Scheibe a in die Mitte, so überwiegt die Verdunstung

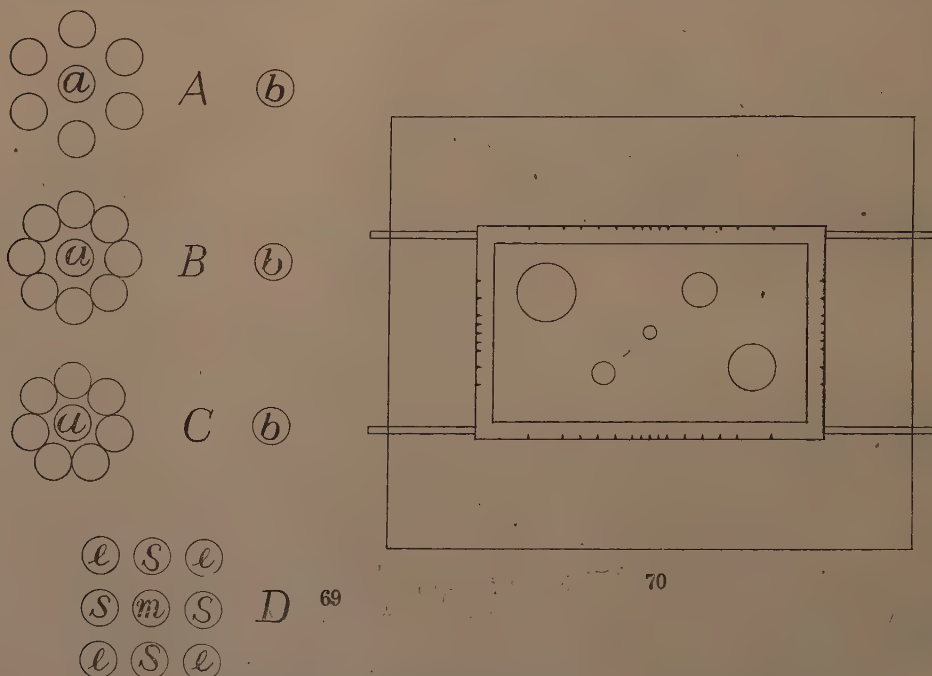


Abb. 69. Beeinflussung der Verdunstung der Scheibe a und m durch die umgebenden nassen Scheiben von je 6 cm Durchmesser. A 6 Scheiben in 3 cm Abständen, B 8 Scheiben sind ringförmig angeordnet, C 7 Scheiben wie oben, D 9 Scheiben sind 3 cm weit rechteckig angeordnet. a und m Mitten-, b isolierte, s Seiten- und e Eckenscheiben.

Abb. 70. Die bei den vorliegenden Untersuchungen verwendete, gegenseitige Stellung von 5 Scheiben (r = 1 bis 5 cm) über der Drahtnetzunterlage inmitten des Verdunstungskastens (äusseres Viereck). Das Drahtnetz ist in der Abbildung weggelassen, seine Aufteilung ist aber von den Einschnitten in der Rahmenplatte wohl verständlich.

der letzteren b noch mit 2.8%, aber inmitten der ringförmigen 7 Scheiben (Abb. 69 C) zeigt nun Scheibe a 1.9 % weniger Verdunstung als b. Bei 8 Scheiben beträgt die Entfernung von der Scheibe a ca. 20.0 mm, während sie bei 7 Scheiben nur 12.1 mm beträgt. Es ist daher ersichtlich, dass die beiden Wirkungen auf die Gradientenveränderung in einer Strecke von 12.1 bis 20.0 mm einen Umschlag erfahren.

Legt man nun 9 Scheiben, je drei rechtwinklig mit je 5 cm Randabständen auf (Abb. 69 D), so ist die Verdunstung bei der mittleren Scheibe m am grössten, darauf folgen die 4 seitlichen (s), während die an den Ecken liegenden (e) am wenigsten Verdunstung aufweisen. Setzt man den Durchschnittswert von 4 s Scheiben als 100% an, so beträgt der von m 3.4% mehr, und der von 4 e 2.5% weniger als s (das Mittel von 2 Versuchen).

Legt man die Scheiben anstatt auf die Netzunterlage auf ein Brett, so wird dies bei der Verdunstung durch nasse Luft bedeckt, sodass die mittlere Scheibe die geringste Verdunstung zeigt, wie dies schon von FILZER ('34, S. 17) gezeigt wurde. Sofern aber die absteigende Konvektion von statten geht, wird das Ergebnis völlig umgekehrt.

Wenn inmitten eines Kastens eine Anzahl verdunstender Scheiben vorhanden sind, so entsteht durch ihre Verdunstungskonvektionen eine absteigende Strömung, die längs der Seitenwände des Kastens langsam aufsteigt und als Ganzes ein zirkulierendes System ausmacht. Wird hierbei eine Scheibe eben dieser aufsteigenden Strömung ausgesetzt, so wird ihre eigene Konvektion mehr oder minder geschwächt, und damit auch die Verdunstung. Man kann also die Scheiben nicht sehr weit entfernt von einander auflegen. Stellt man aber alle Scheiben dicht zusammen, so tritt ihre Reibungskonvektion inkraft. Es ist also unbedingt notwendig, jede Scheibe gegen die Wirkung der peripherischen aufsteigenden Zirkulation, sowie die der zentralen Reibungskonvektion zu schützen, damit die eigene autokonvektive Verdunstung unverändert vor sich gehen kann. Die Anordnung der Scheiben wie in Abb. 70 oder die Spiegelbilder derselben waren in dieser Hinsicht am geeignetsten. Jedenfalls kann die Anordnungsweise der Scheiben unter Umständen eine der grössten Fehlerquelle bilden.

§23. Die Wasserdampfkonzentration und der Diffusionskoeffizient im C G S-System als Masstab der Verdunstungsmenge

Bei der theoretischen Betrachtung der Verdunstung ist es unbedingt notwendig, die Versuchsdaten im C G S-System auszudrücken. Dafür muss man anstatt der Dampfspannung die Wasserdampfkonzentration (die spezifische Feuchtigkeit) verwenden. Diese ist gewöhnlich mit g/m^3 gegeben; in C G S-Einheiten ist es also 10^{-6} g/cm^3. Da aber die Dampfmenge der Luft sehr gering ist, ist es bequem, als Einheit der Konzentration sowie der Verdunstungsmenge anstatt gunmittelbar $\gamma(=10^{-6}g)$ aufzunehmen,(1) wie dies bei der Vitaminforschung üblich ist. Die Zahlenangaben in den psychrometrischen Tabellen drücken aber alle Dampfspannung aus; man muss also für die

(1) 1γ Wasser entspricht etwa $(0.1\,mm)^3$ desselben.

Berechnung des Sättigungsdefizits die Dampfspannung auf die Konzentration umrechnen, und zwar nach folgender Formel:

$$c = \frac{1.060}{1+\alpha t}\, e\, 10^{-6}\ \mathrm{g/cm^3}\ \text{(HANN-SÜRING, '25, S. 240)}$$

wobei c die Dampfkonzentration, e die Dampfspannung bedeutet. Für Ermittelung der Dampfkonzentration bei jedem Versuch ist es aber, sofern die relative Feuchtigkeit bekannt ist, bequem, die maximale Dampfkonzentration C (aus der LANDOLT-BÖRNSTEINschen Tabelle) in einer gegebenen Temperatur mit dem erhaltenen Prozentwert zu multiplizieren:

$$c = C \times \%.$$

Die Konzentration, ausgedrückt in γ, weist dann ähnliche Zahlenwerte wie die Dampfspannung, ausgedrückt mit mm Hg, auf, wenn auch dies nur von zufälliger Natur ist. Das Sättigungsdefizit (S.-D.) in Konzentrationseinheit wird dann durch $C - c = \rho$ ermittelt.

Als Masstab der Verdunstung ist es unentbehrlich, den Diffusionskoeffizienten κ in Rechnung zu nehmen, denn dieser zeigt den konkreten Masstab der Diffusionsgrösse. Nach WINKELMANN soll er lauten:

$$\kappa = .2162\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1{,}774} \frac{P}{p}$$

oder in abgerundeten Zahlen:

$$\kappa = .216\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1{,}8} \frac{P}{p} \left[\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{sec}}\right]$$

wobei T die absolute Temperatur der Luft, p den Luftdruck, T_0 und P die Standardwerte derselben bedeuten. Die Formel ergab sich aus den Versuchsdaten, bei denen die Diffusion des Wasserdampfs durch eine Glasröhre linear stattfindet.(1) Bei den vorliegenden Untersuchungen habe ich die letztere, einfachere Formel verwendet, denn diese ist bei 10° nur .00005 und bei 30° .00047 so gross als die erste Formel.

---

(1) Die weitbekannte Formel von BROWN und ESCOMBE ('05, S. 271):

$$\kappa = .230\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2} \frac{P}{p}$$

wurde aus Versuchsdaten, bei denen der Wasserdampf durch eine Öffnung von 4 mm Durchmesser halbsphärisch diffundierte, genommen; sie scheint ihrer Theorie nach richtig, muss aber in Wirklichkeit etwas grösser sein. Es gibt auch eine Formel von MACHÉ ('10, S. 1417):

$$\kappa = .2097\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1{,}890} \frac{P}{p}$$

wobei der Wert also etwas kleiner als bei WINKELMANN ausfällt, was aber, wie bereits erwähnt, auf seiner Versuchsanordnung zu beruhen scheint (s. S. 84). Diese drei Formeln weichen indessen nicht sehr voneinander ab, wie ich später an einem konkreten Beispiel zeigen werde (§ 25 c).

Wir werden nachher sehen, dass die Verdunstungsgrösse und der „meteorologische Verdunstungskoeffizient“ $\kappa\rho$ in CγS-Einheiten nah verwandte Werte aufweisen,(1) und man daher $\kappa\rho$ als „dynamisches Sättigungsdefizit“ oder „Trocknungsindex der Luft“ bezeichnen darf.

VI. Die Verdunstung der vertikalen, quadratischen Fläche

§24. Vorversuche über die Verdunstungsverteilung längs der vertikalen Fläche

Weil bei der nassen, vertikalen Fläche eine absteigende Konvektion herrscht, so kommt in Frage: Wie wirkt die Konvektion auf die Verdunstungsstärke längs der Vertikale und wie wird diese auch durch äussere Umstände beeinflusst? Um diese Verhältnisse klarzustellen, habe ich zuerst mittels einer zerlegten Fläche die Verdunstungsverteilung längs der Vertikale zu prüfen versucht. Wir möchten dies als „abgeteilte Verdunstung“ bezeichnen.

Hierfür wurden fünf benetzte und am Rande paraffinierte Platten von 10 × 2 cm mittels eines mehrmals umgebogenen Stützdrahtes in einer vertikalen Serie aneinander gereiht, damit die Plattenreihe eine Fläche von 10 × 10 cm ausmacht (vgl. Abb. 71).(2) Diese Plattenreihe wurde mitten im Kasten einige Stunden der Verdunstung ausgesetzt und die Verdunstungsmenge der einzelnen Platten gemessen. Trotzdem diese Versuche im Arbeitszimmer ohne Berücksichtigung der Temperatur und Feuchtigkeit ausgeführt wurde, so zeigten doch die Resultate ziemlich konstante Verhältnisse der Verdunstungsverteilung, die nachstehend im Prozentsatz ausgedrückt sind (Durchschnitt von 10 Versuchen).

TABELLE 15. Die Verdunstungsverteilung der vertikalen Plattenreihe in Prozenten.

Nr. d. Platte von oben	I	II	III	IV	V
Verdunstungsmenge in %	28.7	19.5	17.6	16.7	17.5
Maxima und Minima	29.3–28.2	19.8–19.2	18.9–17.4	16.8–16.5	17.7–17.3
Variationsweite	1.1	0.6	0.6	0.3	0.4

Wäre die Verdunstung überall gleichmässig, so sollte die Verdunstungsmenge jeder Platte 20% erreichen, in Wirklichkeit fällt sie aber bei der obersten Platte weit stärker aus, während die der unteren erst rascher, dann langsamer abnimmt, mit Ausnahme der untersten Platte, die stets etwas mehr verdunstet als IV, selten auch mehr als III. Dass die

(1) Obwohl die Dimensionen von $\kappa\rho$ $[ML^{-1}T^{-1}]$ sind, werden seine Zahlenwerte im folgenden mit derjenigen der Verdunstungsgrösse verglichen, deren Dimensionen $[ML^{-2}T^{-1}]$ sind.

(2) In Wirklichkeit ist aber die Fläche infolge der Quellung noch etwas grösser.

oberste Platte am meisten verdunstet, beruht ohne Weiteres darauf, dass von oben frische Luft vorbeistreicht. Mit dem Absteigen erfährt die Luft aber Absättigung; dadurch wird die Verdunstung vermindert. Warum verdunstet nun aber die unterste Platte stets um 0.8% mehr als die nächst liegende?

Es ist zuerst denkbar, dass die Aussenluft schief von oben auf die unterste Platte hinabzieht. Um dies zu prüfen, habe ich nun 10 Platten vertikal aneinander gereiht, um eine 20 cm lange Fläche zu haben und brachte sie zur Verdunstung. Das Ergebnis war wie folgt (1 Vers.):

Nr. d. Platte von oben	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Verdunstungsmenge in %	16.3	11.8	10.2	9.6	9.3	9.0	8.8	8.4	8.1	8.6

Die fünfte Platte und die darunter befindlichen zeigten keine starke Verdunstung, sondern es war nur die unterste Platte, die die überschüssige Verdunstung aufwies. Durch Rauchproben konnte ich auch deutlich nachweisen, dass der absteigende Strom nie schief hineinstreicht. Es ist also nicht die frische Luft, welche die überschüssige Verdunstung der untersten Platte veranlasst. Wir werden später sehen, dass dies auf die Randdiffusion und die Schnellschichtnäherung an den unteren Kanten beruht (§ 34). Jedenfalls ist es sicher, dass bei der vertikalen Fläche die Verdunstung von oben abwärts zu graduell abnimmt. Weil aber bei der vertikalen Lage der nassen Pappe die Aussenluft bis etwa 3 cm Nähe heranrückt, so ist die lokale Verschiedenheit der Verdunstung nicht auf die Differenz der Dampfspannung zwischen der verdunstenden Oberfläche und der Aussenluft in hinreichender Entfernung oder dem Gefälle zuzuschreiben. Das wird noch klar bewiesen, wenn wir die Temperaturverteilung an der vertikalen Verdunstungsfläche (§26) verstehen.

Die Verdunstungsverteilung erfährt aber mit Veränderung der konvektiven Stromlinien Modifikationen. Hängt man z.B. die Plattenreihe 1 cm über dem Boden des Kastens auf, so ist die Verdunstung der untersten Platte am geringsten, weil das Ausweichen der Stromlinien aus den unteren Ecke dort eine Gradientenabnahme (vgl. Abb. 20, § 9 h) herbeiführt, wie die folgenden Zahlen zeigen:

I	II	III	IV	V	
28.5	20.1	18.3	17.1	16.0	(3 Vers.)

Nicht nur im Kasten, sondern auch im Zimmer 1 cm über dem Tische ist ein ähnliches Verhältnis zu sehen (Die Nummern der Platten wurden hier und im folgenden weggelassen.):

27.3	20.7	19.2	17.6	15.2	(1 Vers.)

Weil im Zimmer Turbulenz herrscht, so wird die Verdunstung überall beschleunigt und der Prozentsatz ist viel gleichmässiger als im Kasten, und eine merkliche Abnahme der Platten I und V ist die Folge.

Wird nun die Plattenreihe 50 cm über dem Tische aufgehängt, so wird infolge der stärkeren Turbulenz das Verhältnis immer gleichmässiger, mit einem geringsten Wert der Platte IV:

25.0	20.4	18.75	17.55	18.4	(2 Vers.)

Setzt man die Plattenreihe inmitten des durchlüftenden Fensters senkrecht zur Windrichtung fest, so wird die Verdunstung fast gleichmässig, nur fällt sie bei I und V etwas über 20% aus und das Minimum liegt bei III:

21.8	19.3	18.9	19.2	20.8	(1 Vers.)

Es ist auch interessant, die Plattenreihe in einem eng beschränkten Raum verdunsten zu lassen. Eine Mikroskop-Glasglocke, 22 cm breit und 28 cm hoch, wurde als Verdunstungsraum verwendet. Anfangs glaubte ich, dass der so schmale Raum, anders als das Zimmer, völlig turbulenzfrei sei, die Ergebnisse waren aber ganz umgekehrt:

1 cm über dem Boden ..	29.2	19.9	18.1	16.2	16.6	(1 Vers.)
Inmitten der Glocke	28.6	19.1	17.4	16.7	18.2	(4 Vers.)

Die unterste Platte zeigte selbst 1 cm über dem Boden nicht das Minimum und in der Mitte des Glockenraums erfuhr die Verdunstung sogar eine auffallende Beschleunigung, wenngleich die absolute Verdunstungsgrösse in dem so beschränktem Raum viel kleiner ausfiel. Es ist also ersichtlich, dass in einem schmalen Raum die autokonvektive Strömung sekundär auf die ganze Luftmasse des Raums eine turbulente Wirkung ausübt und die Verdunstung der untersten Platte dabei stark beschleunigt wird.

Nach allem kann man mit Recht behaupten, dass die vertikale Plattenreihe ein guter Anzeiger der obwaltenden Raum-Turbulenz sei; falls jedoch keine solche vorhanden ist, weist die Verdunstung ein gesetzmässiges Verhältnis auf.

Soweit die Verteilungsverhältnisse der Verdunstung durch verschiedene Luftströmungen. Wie ist nun aber das Verhalten, falls man die Plattenreihe selber schwingen lässt? Um eine ununterbrochene Schwingung erhalten, wurde ein PFEFFERscher Klinostat verwendet (Abb. 71). Auf der Horizontalscheibe wurde eine hölzerne Scheibe von 30 cm Durchmesser befestigt, die am Rand mit 60 ausstrahlenden Drähten von 5 cm Länge versehen war. Das eine Ende des Stützdrahtes der Plattenreihe wurde als Taster abwärts verlängert, der sich bei Drehung der Scheibe

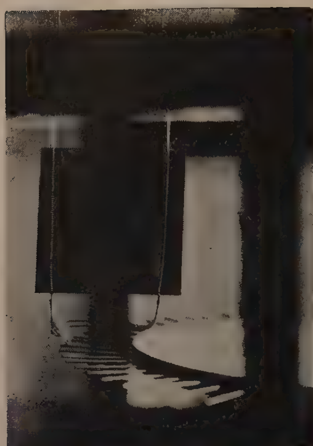


Abb. 71. Die 5 zerlegte Plattenreihe, die mittels Stützdraht im Verdunstungskasten aufgehängt und mittels eines Tasters von unten durch die ausstrahlende Drähten der rotierende Scheibe des Klinostats nacheinander zur Schwingung gebracht wurde. ×ca. 1/5

abwechselnd aus den Drähten loslöst und die Plattenreihe in Schwingung setzt. Die Umdrehungszeit beträgt bei schneller Drehung 34″ und bei langsamer 144″, die Schwingungsfrequenzen waren demnach 106 resp. 25 pro Minute. Der Frequenzunterschied bei diesem Grad war aber ohne merkliche Beeinflussung auf die Verdunstungsverteilung. Jeder Versuch wurde mit einer Kontrolle an der symmetrischen Lage des Kastens gleichzeitig ausgeführt.

Weil bei dieser Versuchsanordnung das Schwingungszentrum am oberen Teil der Hängedrähte vorhanden war, wurde die Schwingungsamplitude gegen unten etwas grösser, und die Ergebnisse waren wie folgt:

Kontrolle	28.9	19.4	17.5	16.7	17.5	(6 Vers.)
Schwingende Platten	26.8	19.3	17.8	17.1	19.0	(6 Vers.)

Die absolute Verdunstungsgrösse war bei den schwingenden Platten als Ganzes 7.4% grösser als bei der Kontrolle. Setzt man nun die Verdunstungsmenge jeder einzelnen Platte der Kontrolle als 100 ein und vergleicht die der geschwungenen, so ergibt sich folgender Prozentsatz:

% (Durchschnitt)	101	107	109	110	117
Minima und Maxima	97–110	103–109	106–111	104–114	110–129
Variationsweite	13	6	5	10	19

Die relative Verdunstung nimmt also nach unten gegen die Platten mit grösserer Schwingungsamplitude immer mehr zu. Es ist also ersichtlich, dass die Verdunstungsbeschleunigung durch die Schwingung gegen unten, wo der Gradient der Dampfkonzentration durch Dünnerwerden der Grenzschicht steiler wird, am grössten ist. Die Variationsweite ist aber bei der mittleren Platte, wo die Luft nicht sehr wechselt (vgl. § 15), am geringsten.

SLEIGHT ('17, S. 227) hat erfahren, dass die Verdunstungsbeschleunigung des durch einen Motor fliessen gelassenen Tankwassers nur 7.2–8.6% beträgt, und zwar innerhalb einer Geschwindigkeit von 0.52–1.44 Fuss pro Sek. (=15.85–43.89 cm) gibt es keinen Unterschied in ihrer Wirkung. Auch BROWN und ESCOMBE ('05, S. 282) haben bei ihren Untersuchungen der Kohlensäureabsorption der Luft durch Natronlaugelösung gefunden, dass die Flüssigkeitsfläche, die stets durch einen Motor umgerührt wurde, 15% mehr Absorption aufwies als die der ruhigen

Fläche. Bei unserem Versuch betrug die Beschleunigung nur 7.4% oder etwa die Hälfte der der Absorption. Dieser Unterschied beruht vielleicht darauf, dass bei der Umrührung dort die frische Lösung von unten erneuert hervortritt, sodass die Bindung chemisch beschleunigt wird.

Weil bei der Schwingung die die Platte umhüllende Luft, die Randteile ausgenommen, fast unverschoben bleibt (vgl. § 15), so beruht die Verdunstungsbeschleunigung hier hauptsächlich auf der dynamischen Gradientenzunahme, ist also ganz anders als bei der Windwirkung, bei welcher die frische Luft vorbeizieht. Auch beim strömenden Wasser soll der Sachverhalt ähnlich sein. Jedenfalls scheint die Verdunstungsbeschleunigung durch die Schwingung, selbst wenn diese eine beträchtliche ist, kaum 10% zu überschreiten.

§25. Die Verdunstungsgrösse im Zusammenhang mit den meteorologischen Faktoren

Wir haben eben gesehen, dass die Verdunstung der vertikalen Plattenreihe im autokonvektiven Stromfeld infolge der Absättigung nach unten abnimmt, und dass das prozentuale Verhältnis ungeachtet der verschiedenen Temperaturen und Feuchtigkeiten ziemlich konstant bleibt. Wie verhält sich nun aber die Absättigung zu der Stromweite und in welchem Zusammenhang steht die Verdunstungsgrösse mit den meteorologischen Faktoren?

a) Die Verdunstungsformel, der empirische Verdunstungskoeffizient und der Längenexponent der Verdunstung

Da die Verdunstungsgrösse selbst bei demselben Sättigungsdefizit je nach der Lufttemperatur verschieden ausfällt, so sei zuerst ein Versuch bei 20° erörtert:

TABELLE 16. Versuch bei 20.00° und 58.5% r.F.

Nr. d. Platte	I	II	III	IV	V
Verdunstungsgrösse g/h	.1550	.1074	.0953	.0898	.0946
Prozentsatz	28.7	19.8	17.6	16.5	17.4
Nr. d. Platte sukzessiv addiert	I′	II′	III′	IV′	V′
Länge derselben in cm	2.06	4.12	6.18	8.24	10.30
Verdunstungsgrösse derselben g/h	.1550	.2624	.3577	.4475	.5421
Berechnete Verdunstungsgrösse	.1539	.2624	.3586	.4475	.5313
Abweichung	+.0011	0	−.0009	0	+.0108

Hier wird zuerst die Verdunstungsgrösse sukzessiver Platten in g/h gezeigt (2. Reihe). Drückt man diese in Prozenten aus (3. Reihe), so ist das Verhalten ein ähnliches wie das bereits erwähnte (Tab. 15).

Addiert man nun die Verdunstungsgrössen sukzessiver Platten von oben an, eine nach der anderen (5. Reihe), so stellen die Summationswerte die der zunehmenden Stromweite entsprechende Verdunstungsmenge dar (6. Reihe), und es ist klar ersichtlich, dass die Verdunstung nicht proportional der Stromweite zunimmt. Trägt man nun die logarithmischen Werte der Verdunstung als Ordinate und diejenige der Stromweite als Abszisse in einem Koordinatensystem auf, so wird die Punktreihe annähernd linear, wennauch nicht ganz (Abb. 72).

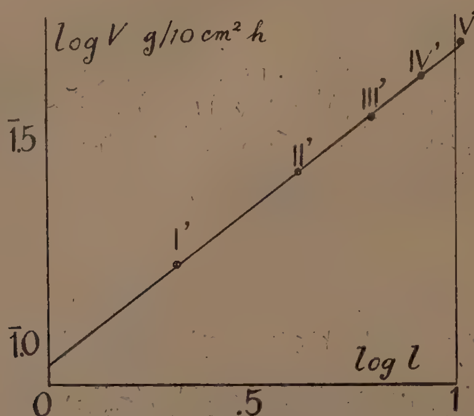


Abb. 72. Die Verdunstungsgerade der vertikalen, zerlegten Fläche, die die logarithmierte Verdunstungsgrösse (Ordinate) und Länge (Abszisse) als Koordinaten darstellt. I′—V′ die Verdunstungsmengen der sukzessiv addierten Flächen.

Zieht man nun durch die Punkte II′ und IV′ eine Gerade, so treten I′ und V′ stets über der Geraden auf, während III′ etwas nach unten fällt. Dies ist bei sämtlichen Versuchen immer der Fall und beruht auf übermässiger Randverdunstung sowie der Schnellschichtnäherung, wie wir später noch näher sehen werden.

Berechnet man nun aus dieser Geraden die Verdunstungsformel, so erhält man:

$$\log V = \bar{2}.9454 + 0.770 \log l$$

oder $$V = 0.0882\, l^{0.770} \text{ g/10 cm}^2\text{ h}$$

wobei l die Länge der Verdunstungsfläche von oben oder die Stromweite bedeutet. Die Zahl 0.0882 ist der „empirische Verdunstungskoeffizient“ oder die Verdunstungsmenge der 1 cm Strecke von oben. Nach unten nimmt sie mit der Stromweite nur nach $l^{0.77}$ zu; mit anderen Worten, sie wächst nicht der Länge proportional, sondern das Verhältnis

nimmt allmählich ab, wie der Exponent 0.77 zeigt. Die Verdunstungsformel lässt sich also durch die wohlbekannte Formel:

$$V = k\,l^n \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

ausdrücken.

Vergleicht man nun die wirklich gemessenen Summationswerte (6. Reihe) mit den aus obiger Formel berechneten (7. Reihe), so ist die Differenz wie in der 8. Reihe. Eine überschüssige Verdunstung von V′ ist ganz merklich. Wird die obige Punktreihe durch Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet, so ergibt sich die Formel: $V = 0.0884\,l^{0.771}$. Diese ist also ein wenig grösser als die vorhergehenden, weil hier die übermässigen Verdunstungswerte von I′ und V′ inkrafttreten. Weil nun die Verdunstungsdaten stets dieselbe Verteilung der Punktreihe ergeben, so ist es bei der Formulierung der abgeteilten Verdunstung besser und bequemer, die durch Verbindung der Punkte II′ und IV′ gebildete Linie als „Verdunstungsgerade" aufzunehmen, obgleich die wirkliche Verdunstung der Grundfläche noch etwas geringer sein soll, weil die Verdunstungsgerade hier die Verdunstung aus den vertikalen Seitenrändern einschliesst (vgl. § 34).

Wollte man nun die Verdunstungsgrösse mit C γ S-Einheiten ausdrücken, so muss man den Wert g/10 cm h mit $\frac{1000000}{10 \times 3600}$ multiplizieren. Dadurch erhält man die Formel in absoluten Einheiten:

$$V = 2.450\,l^{0.770}\ \gamma/\text{cm sec.}$$

Der Exponent von l (bei der horizontalen Scheibe r) ist bisher bloss als Verdunstungsexponent bezeichnet worden. Da aber das Sättigungsdefizit der Luft auch exponential auf die Verdunstung einwirkt, so müssen wir das Wort „Verdunstungsexponent" vermeiden und ich möchte in diesem Falle die betreffende Funktion als „Längenexponent" der Verdunstung bezeichnen.

b) Die Verdunstungsintensität

Das Verdunstungsausmass wird mit verschiedenen Namen ausgedrückt, es ist aber praktisch, diese Wörter klar zu definieren. Dasjenige, welches durch Wägung usw. ermittelt wurde, möchten wir bloss als „Verdunstungsmenge", und dasjenige, welches diese zu C G S-Einheiten reduziert oder formelmässig behandelt, als „Verdunstungsgrösse" bezeichnen. Diese letztere kommt fast dem oft gebrauchten Wort „Verdunstungsgeschwindigkeit" gleich. Da aber „Geschwindigkeit" eher auf die molekulare Bewegung des Wasserdampfs hinweist (vgl. BONGARD, '29, S. 118), soll auch dies Wort hier

vermieden werden. Weiter ist noch die Bezeichnung „Verdunstungsintensität“, die durch Differenzierung der Verdunstungsformel erhalten wird, für die theoretische Betrachtung sehr nützlich.

Differenziert man nämlich die Formel: $V = k\,l^n$ mit l, so erhält man die Verdunstungsintensität (I) in Bezug auf Punkt l:

$$\frac{dV}{dl} = I = k\,n\,l^{n-1} = i\,l^{n-1} \qquad (8)$$

wobei $i(=kn)$ den „Intensitätskoeffizienten“ oder die Intensität an der 1 cm Entfernung aus dem oberen Rand darstellt. Die Intensität bedeutet hier also die spezifische Verdunstung in einem bestimmten Punkt, bezogen auf die Flächeneinheit. Wendet man nun diese Formel auf den vorhin erwähnten Fall: $V = 2.45\,l^{0.77}$ an, so haben wir:

$$I = 1.89\,l^{-0.23}\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec.}$$

Abb. 73 I stellt die „Intensitätskurve“ dar. Wie die Kurve zeigt, ist die Intensität bei der vertikalen Verdunstung am oberen Rand,

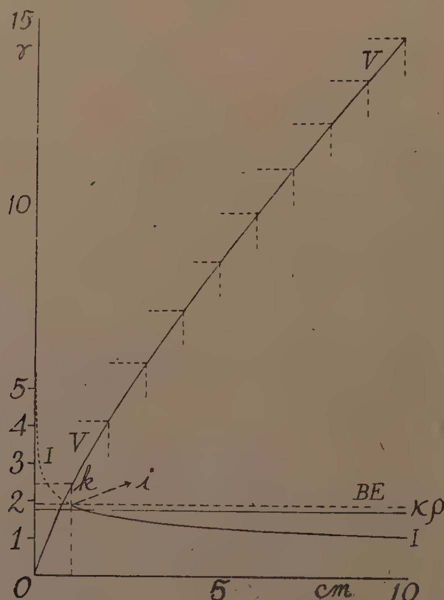


Abb. 73. Die Intensitätskurve I der Verdunstung bei der vertikalen Fläche. $\kappa\rho$ der Verdunstungskoeffizient, berechnet nach der WINKELMANNschen Formel, BE (gestrichelt) derjenige nach BROWN und ESCOMBE, k der empirische Verdunstungs-, und i der Intensitätskoeffizient am 1 cm Strecke von oben.

wohin die äussere Luft zuerst kommt, sehr stark — nach der Formel unendlich gross, in Wirklichkeit aber nicht, weil die Aussenluft nicht direkt

berühren kann — nach unten nimmt sie erst rascher, dann immer langsamer ab. Bei der 1 cm Entfernung vom oberen Rand an beträgt sie eben 1.89 γ/cm^2 sec und vermindert sich weiter abwärts nach der –0.23er Potenz der Länge. Am unteren Rand ist sie, die überschüssige Randverdunstung ausgenommen, 1.11 γ, also etwa 59% derjenigen an der 1 cm Stelle.

c) Der meteorologische Verdunstungskoeffizient im Vergleich mit der empirischen Verdunstungsintensität

Die Verdunstung wird begreiflich im grossen ganzen durch das Sättigungsdefizit (S.-D.) der Luft bedingt. Es ist also vor allem nötig, die Verdunstungsgrösse mit dem Verdunstungskoeffizienten zu vergleichen. Besonders ist es interessant, den letzteren mit der Intensitätskurve zu vergleichen, denn man kann dadurch die Gradientenabnahme durch die Absättigung usw. wohl verfolgen.

Der oben geschilderte Versuch wurde unter den Bedingungen: t=20.00°, P.-D.=4.34°, f=58.5%, p=756.65 mm ausgeführt; die maximale Dampfkonzentration C bei 20° ist nach der LANDOLT-BÖRNSTEINschen Tabelle 17.13 γ/cm^3, die Wasserdampfkonzentration (W.-K.) zur Versuchszeit ist mithin 17.31 × 58.5% =10.13 γ/cm^3, und das S.-D. der Luft $C\text{-}c = \rho = 7.18\ \gamma/\text{cm}^3$. Der Diffusionskoeffizient κ beträgt nach der WINKELMANNschen Formel (s. S. 90):

$$\kappa = 0.216\left(\frac{293}{273}\right)^{1.8} \cdot \frac{760}{756.65} = 0.246\ \text{cm}^2/\text{sec},$$

folglich ist der meteorologische Verdunstungskoeffizient:

$$\kappa\rho = 0.246 \times 7.18 = 1.77\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec}^{(1)}$$

oder mit anderen Worten, falls das Gefälle linear wäre und bei der 1 cm Entfernung 7.18 γ betrüge, so sollte die Verdunstungsgrösse 1.77 γ sein. In Wirklichkeit ist aber die Verdunstungsintensität je nach der Stelle verschieden; besonders am oberen Teil ist sie viel grösser als $\kappa\rho$, 1 cm abwärts noch etwas grösser (1.77:1.89), sodass die Verdunstungsgrösse bei der oberen 1 cm Strecke 2.45 γ $(=k)$ beträgt. Nach unten wird aber die Intensität immer geringer; bei dem vorliegenden Versuch wird $I=\kappa\rho$ eben an der Stelle, wo l=1.32 cm ist, weiter abwärts verkleinert sie sich noch immer langsamer, bis sie am unteren eben 1.11 γ beträgt.

Berechnet man vergleichshalber den Diffusionskoeffizienten nach der BROWN-ESCOMBEschen Formel, so wird $\kappa\rho$ wie die punktierte Linie BE ($\kappa\rho$=1.92) in Abb. 73, derjenige nach der MACHEschen ist ein wenig kleiner ($\kappa\rho$=1.73), in graphischer Darstellung kommt aber die Linie der

---

(1) Dem $\kappa\rho$ sind hier die Dimensionen von der Verdunstungsgrösse gegeben, da der erstere als Mass der letzteren angenommen wird.

der WINKELMANNschen fast überein. Jedenfalls weicht der Verdunstungskoeffizient in C γ S-Einheiten, berechnet aus dem W.-K. × S.-D. in %, von der wirklichen Verdunstungsintensität nicht sehr ab, sofern die Verdunstung im dunklen, windstillen Raum durchgeführt wird. In praktischer Hinsicht ist es also nützlich, den meteorologischen Verdunstungskoeffizienten als Masstab der Verdunstung zu gebrauchen. Dies ist ja wohl als „dynamisches Sättigungsdefizit" oder „Trocknungsindex" der Luft zu bezeichnen, weil hierdurch das konkrete „Trocknungsvermögen" der Luft angezeigt wird.

d) Die Verdunstungs- und Intensitätsquotienten

Der empirische Verdunstungskoeffizient k ist eine repräsentative Grösse der Verdunstung, weil er die der einheitlichen Länge darstellt und auf den Ausgangswert bei der weiteren Längenzunahme hinweist. Das Gleiche gilt für den Intensitätskoeffizient i.

Dividiert man nun k und i mit $\kappa\rho$ und bezeichnet diese mit

$$\alpha = \frac{k}{\kappa\rho} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

$$\text{resp.} \quad \beta = \frac{i}{\kappa\rho} = \frac{kn}{\kappa\rho},^{(1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

so bedeuten diese Quotienten die Verdunstung und Intensität der einheitlichen Länge mit Bezug auf den einheitlichen Verdunstungskoeffizienten. Diese Quotienten variieren ungeachtet der verschiedenen Grösse von $\kappa\rho$, sofern die Lufttemperatur und Raumorientierung des Verdunstungssystems dieselben sind, nur innerhalb recht enger Grenzen. Bei obigem Versuch beträgt α=1.38 und β=1.07. Wir werden nachher sehen, dass diese Grösse ebenso exponentiale Funktionen von $\kappa\rho$ sind wie k und i.

e) Der Absättigungsindex

Drückt man die Verdunstungs- und Intensitätskurven als logarithmische Geraden aus, so lauten:

$$\log V = 0.389 - 0.77 \log l$$

$$\log I = 0.276 - 0.23 \log l.$$

Abb. 74 stellt diese Geraden OA und O′D graphisch dar, deren Schnittpunkte mit der Ordinatenachse O resp. O′ die Werte von 0.389 resp. 0.276 betragen. Sie steigen von dort an schief auf resp. ab.

Wäre die Verdunstung der Plattenlänge proportional, so müsste die Verdunstungsgerade OA als Richtungsindex n=1 eine Neigung von 45°

(1) α und β werden im folgenden als dimensionslos angenommen.

haben wie die punktierte Linie OA′, und die Intensitätskurve die wagerechte Linie O′C ausmachen. Da aber die Verdunstung nur nach $l^{0.77}$ proportional vor sich geht, so zeigt OA als Richtungsindex $n=0.77$ eine Neigung von $\mathrm{tg}^{-1}\ 0.77=37°35'$. Nimmt man OB (=BA′=O′C) als Eins auf, so liegt A 0.23 niedriger als A′, und D ebenfalls 0.23 niedriger als C. Das Dreieck OAA′ ist in seinem Flächeninhalt dem Dreieck O′CD gleich. Die Abnahme der Verdunstung infolge der Absättigung, ΔOAA′, ist daher durch ΔO′CD repräsentiert. Die Gerade O′D stellt also den Verminderungsgrad der Verdunstung mit zunehmender Länge dar, welcher in der natürlichen Zahl einer absteigenden Exponentialkurve in Abb. 73 entspricht.

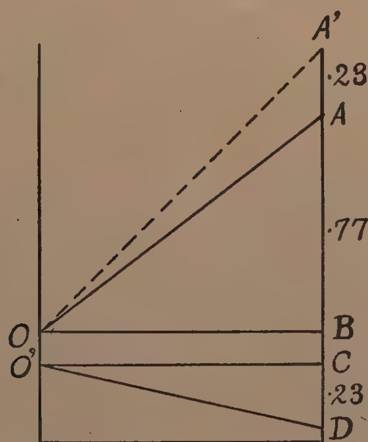


Abb. 74. Vergleich der Verdunstungs- und Intensitätsgeraden (OA und O′D), um die Absättigungswirkung zu zeigen. AB der Längenexponent der Verdunstung oder der Verdunstungsindex, A′A=CD der Absättigungsindex, OO′=BC die Differenz von k und i.

Der Exponent der Intensitätsformel -0.23 stellt hier daher den „A b s ä t t i g u n g s i n d e x“ in Bezug auf die Länge dar. In Wirklichkeit zeigt aber der Index, wie wir später sehen werden, die Abnahme des Dampfkonzentrationsgradienten, und bei der einseitigen Verdunstung wird diese nicht allein durch die Absättigung, sondern auch durch die heterogene Wärmezufuhr und die dadurch hergeleitete Veränderung der Schnellschichtentfernung bedingt, wenngleich die Absättigung stets die Hauptrolle bei der Verdunstungsverteilung spielt.

§26. Die Temperaturverteilung längs der vertikalen Verdunstungsfläche

Wie bereits erwähnt, ist die Verdunstung der vertikalen Fläche am oberen Rand am stärksten und nimmt nach unten langsamer ab, zum Schluss aber am unteren Rand wieder etwas zu. Da aber die Feuchtigkeit

der Aussenluft, eine Strecke von etwa 3 cm über der Fläche ausgenommen, überall gleich ist, so sollte die lokale Ungleichheit der Verdunstung ausschliesslich von der oberflächennahen Luftschicht herrühren. Da nun die Aussenluft hier von oben absteigt, da ferner die Verdunstungsintensität nach der bisherigen Theorie durch das Dampfkonzentrationsgefälle: verdunstende Fläche/Aussenluft bedingt werden sollte, so möchte man gern annehmen, dass der obere Teil der Fläche viel wärmer ist als der untere, um ein grösseres Gefälle beizubehalten. In Wirklichkeit ist aber die Sache ganz umgekehrt, weil der stark verdunstende obere Teil weit tiefer temperiert ist als der untere, wie folgende Versuche es zeigen.

Bei der Temperaturmessung wurde anstatt der zerlegten Plattenreihe ein einziges Pappstück von 10 × 10 cm verwendet. Ein Thermoelement aus Kupfer-Konstantan mit quer gerichteter Front, dessen Lötstelle

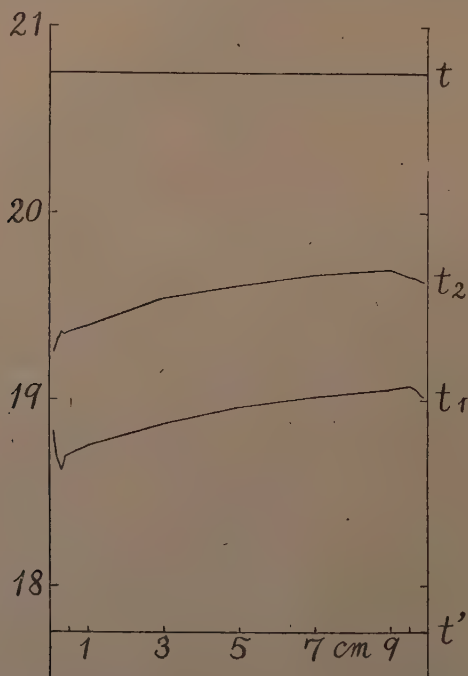


Abb. 75. Die Temperaturverteilung längs der vertikalen Verdunstungsfläche. t Luft-, t' Feuchtkugeltemperatur, t_1 die Temperatur der beiderseitig, t_2 diejenige der einseitig verdunstenden Pappe.

0.07 mm dick und 0.3 mm breit war, wurde längs der Mittellinie der vertikalen Fläche je nach der Stelle in 1 bis 20 mm Abständen gemessen. Die Messung wurde nicht nur an der beiderseitig verdunstenden Platte, sondern vergleichshalber auch an der einseitig verdunstenden ausgeführt. Folgende Daten, gemessen bei $t = 20.75° \pm 0.01°$, $t' = 17.75° \pm 0.01°$, $f = 70.25\%$, seien als Beispiele hierfür angeführt (Abb. 75).

TABELLE 17. Die Temperaturverteilung an der vertikalen Verdunstungsfläche von oben nach unten.

Stromweite von oben in mm	1	2	3	4	5	10	30	50	70	90	95	97	98	99
t_1 (beiderseitig)	18.83	.68	.62	.69	.70	.75	.87	.96	19.02	.06	.08	.06	.03	.02
t_2 (einseitig)	19.26	.32	.36	.35	.36	.39	.54	.61	.66	.70	.66	.65	.64	.63

Wie man sieht, ist die Abkühlung der verdunstenden Fläche nicht gleichmässig; grob gesagt, steigt die Temperatur von oben nach unten erst steiler, dann langsamer auf, mit etwaigen Unregelmässigkeiten nah an beiden Rändern. Ferner ist der Abkühlungsgrad als ganzes bei der beiderseitig verdunstenden Fläche weit stärker als bei der einseitigen, wenngleich der Abkühlungsgrad noch viel geringer als der der feuchten Psychrometerkugel ist.

Bekanntlich wird die Abkühlung der verdunstenden Fläche durch Verlust der Verdampfungswärme verursacht, und bei stationärem Zustand steht diese Wärmeabgabe mit der durch Konvektion und Einstrahlung zugeführten Wärmeaufnahme im Gleichgewicht. Das Hauptmoment der Temperaturungleichheit liegt mithin an der Verdunstungsungleichheit im autokonvektiven Stromfeld, die durch die absteigende Konvektion hergeleitet wird. Der Luftstrom erfährt nämlich nach unten eine Absättigung und damit zeigen auch die Verdunstung und die Abkühlung lokale Verschiedenheiten. Diese Temperaturungleichheit wird hierbei durch die innere Wärmeleitung und die Einstrahlung mehr oder minder gemässigt, dessen ungeachtet bleibt die ungleiche Verteilung stationär bestehen.

Bei der beiderseitigen Verdunstungsfläche zeigt die Temperatur vom oberen Rand an zuerst einen steilen Abfall bis etwa 3 mm, dann aber einen stetigen, doch immer langsameren Anstieg bis etwa 95 mm, und zuletzt wieder eine geringfügige Abnahme. Weil die Verdunstung überhaupt am oberen Rand am stärksten ist, so sollte der gerinfügige Anstieg am oberen Rand auf die Erwärmung durch die Aussenluft zurückzuführen sein. Da aber die Wärmekapazität der Luft nur gering ist, da ferner die innere Wärmeleitung durch die Pappe nicht lebhaft vor sich geht, so bleibt die Erwärmung nur auf 3 mm (unter Umständen durch turbulente Wirkung auf 2–5 mm) beschränkt, worauf die eigene Abkühlung durch die Verdunstung in den Vordergrund tritt.

Der plötzliche Abfall am unteren Rand soll dort ebenfalls durch stärkere Verdunstung infolge der Randdiffusion und Schnellschichtnäherung verursacht worden sein. Diese zweite Abkühlung ist stets nur auf den unteren Rand beschränkt, selbst dann, wenn die Platte 20 oder 30 cm Länge besitzt.

Bei der einseitig verdunstenden Pappe ist die Erwärmung des oberen Randes nicht deutlich, weil hierbei die Rückseite stets die Wärme aufnimmt und der nassen Fläche zuführt, sodass die verdunstende Fläche überall höher temperiert ist als bei der beiderseitigen. Die Abkühlung am unteren Rand ist hier auch nicht steil.

Ähnliche Verhältnisse der Temperaturverteilung lassen sich auch an einem nicht am Rand paraffinierten Pappstück oder einem Fliesspapier von 0.32 mm Dicke beobachten.

Vergleichen wir nun die Temperaturerniedrigung der vertikalen Verdunstungsfläche mit der der feuchten Psychrometerkugel, so sehen wir, dass die der ersteren eine weit geringere als die der letzteren ist. Selbst an der kältesten Stelle dort beträgt die Untertemperatur im Vergleich mit der der feuchten Kugel 2.13° :3.00°, also etwa 2/3 der letzteren, und an der wärmsten Stelle nur etwas mehr als 1/2 (1.67° :3.00°). Bei der einseitig verdunstenden ist die Erniedrigung noch geringer, wenngleich bei diesem Falle die Dicke der Pappe selber auch massgebend sein dürfte.

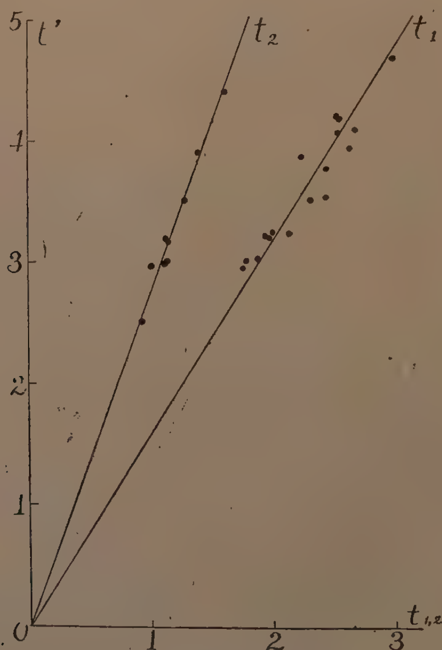


Abb. 76. Die Temperaturerniedrigung der ein- resp. beiderseitig verdunstenden Pappe t_2 und t_1 (Abszisse) im Vergleich mit der Psychrometerdifferenz t' (Ordinate).

Dass beim Psychrometer die Temperaturerniedrigung so gross ist, beruht auf Form und Kleinheit der Quecksilberbulbe. Bei derartiger Verdunstungsfläche wird der Frontraum der Diffusion, anders bei der

ebenen Fläche, äusserst erweitert, sodass darüber keine merkliche Absättigung stromab stattfindet, sodass die Verdunstung sich mit dem S.-D. der Luft am innigsten verhält (vgl. § 58 u. 59).

Wenn man bei der Pappe die mittlere Höhe (5 cm), wo der Temperaturabfall verhältnismässig konstant bleibt, als Messpunkt wählt und ihre Temperaturerniedrigung mit der des Psychrometers bei verschiedenen Temperaturen (19.77°–30.07°) und Feuchtigkeiten ($\Delta t = 2.94°–4.39°$) vergleicht, so zeigt sich, trotz anhaftender Messfehler ein ziemlich konstantes Verhältnis. Die Wertpaare sind im Koordinatensystem in Abb. 76 dargestellt. Verbindet man die Durchschnittswerte dieser Zahlen mit dem Nullpunkt der Koordinaten, so lassen sich die zwei Geraden durch folgende Formeln ausdrücken:

$$t_1 = 0.634\, t'$$

$$t_2 = 0.365\, t'.$$

Die Temperaturerniedrigung der beiderseitig verdunstenden Fläche beträgt nämlich durchschnittlich 63.4% der der feuchten Kugel, die der einseitigen aber nur 36.5%.

Nach allem können wir ersehen, dass bei der vertikalen nassen Pappe der obere Teil stärker verdunstet und überhaupt ein stärker verdunstender Teil sich mehr abkühlt als der weniger verdunstende Teil. *Das Dampfkonzentrationsgefälle: Verdunstungsfläche/Aussenluft in hinreichender Entfernung ist also nicht massgebend für die lokale Verschiedenheit der Verdunstung.* Es ist ja der Konzentrationsgradient, welcher im Wesentlichen die Verdunstung bedingt, wie wir in §29 und 30 noch näher sehen werden.

§27. Die Geschwindigkeit der autokonvektiven Strömung längs der vertikalen Verdunstungsfläche

Da die Abkühlung der verdunstenden Pappfläche nach unten abnimmt, da ferner der Dampfgehalt der Luft stromab zunimmt, so wird die Dichte der vorbeistreichenden Luft nach unten geringer als bei der reinen Temperaturkonvektion, sodass die absteigende Strömmung nach unten nicht merklich stärker zu werden vermag. Durch Rauchproben kann man bestätigen, dass selbst bei Pappflächen von 30 cm Länge die Schnellschicht etwa parallel der Fläche vorbeizieht, ohne sich ihr merklich zu nähern. *Die Stromzeit wird mithin weniger verkürzt als bei der Temperaturkonvektion.*

Da aber beim Pappstück die Temperaturerniedrigung lokal verchieden ist, da sich ferner diese mit der Rauchprobe nicht gleichzeitig messen lässt, habe ich folgende Vorrichtung getroffen.

Ein quadratisches Gefäss aus Zink von 10×10 cm Breite und 30 cm Höhe wurde allseitig mit einer dünnen nassen Pappe bedeckt und in die Mitte des inneren Raumes eine Thermometerkugel gestellt. Durch Verdunstung der Aussenfläche sollte demnach eine Zirkulation der Innenluft hervorgerufen werden und das Thermometer annähernd die durchschnittliche Temperatur der verdunstenden Fläche anzeigen.

Auf diese Weise wurde die Stromzeit mittels geteilter Rauchmassen, wie bereits beschrieben wurde, gemessen. Folgende Daten sind ein Beispiel hierfür (Mittel von 10 Messungen):

TABELLE 18. Die Stromzeit längs der verdunstenden Fläche. $t = 29.32°$, $t' = 25.88°$, $\Delta t = 3.44°$; Innenraum des Gefässes 27.15°, Abkühlung der Verdunstungsfläche durchschnittlich 2.17° (θ).

Stromweite l in cm ...	5	10	15	20	25	30
Stromzeit τ in sec	13.0	23.5	32.4	40.5	48.5	56.3

Aus diesen Daten lassen sich berechnen:

$$\tau = 0.37\, l^{0.82} \text{ und } v = 3.30\, l^{0.18}$$

Wäre es reine Temperaturkonvektion, so sollten nach Formeln (1) und (2):

$$\tau = \frac{1}{2\sqrt{\theta}}\, l^{0.78} = 0.34\, l^{0.78}$$

$$v = \frac{1}{nK}\, l^{1-n} = 3.77\, l^{0.22}$$

sein (§ 9 a und b).

Bei derselben Temperaturdifferenz ist also die Stromzeitkonstante etwa 9% langsamer und die Geschwindigkeitskonstante 14.2% kleiner als bei der trockenen Fläche. Da ferner der Längenexponent der Geschwindigkeit viel kleiner ausfällt (0.22: 0.18), so ist zu ersehen, dass bei der Verdunstungskonvektion die Strömung nach unten nicht sehr beschleunigt wird, wie bei der Temperaturkonvektion.

§28. Die Verdunstungsformel der vertikalen Fläche bei 20°

Bekanntlich ist die Verdunstungsgrösse selbst bei derselben Temperatur je nach der Feuchtigkeit der Luft verschieden. Wie werden sich nun der empirische Verdunstungskoeffizient k und die daraus abgeleiteten Konstanten α, i, β sowie der Längenexponent n zu dem meteorologischen Verdunstungskoeffizienten $\kappa\rho$ bei 20°, und wie die Verdunstungsgrösse zu der Psychrometerdifferenz verhalten? Zunächst seien hier die Daten von 13 Versuchen bei 20° gezeigt.

Tabelle 19. Verdunstungsdaten der vertikalen Fläche bei 20°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
p	758.2	758.9	761.6	751.4	756.1	761.1	755.7	757.5	746.5	756.9	756.7	759.0	741.6
t	20.06	19.99	20.02	20.02	20.00	20.02	20.02	19.98	20.04	20.06	20.00	19.95	19.98
Δt	2.29	2.50	2.65	2.77	2.99	3.27	3.29	3.83	4.17	4.32	4.34	5.26	5.28
$f(\%)$	76.4	74.4	73.1	72.0	70.5	67.5	67.4	62.7	60.1	58.8	58.5	50.8	51.4
$\kappa\rho$	1.01	1.09	1.14	1.20	1.26	1.38	1.39	1.59	1.73	1.77	1.77	2.09	2.11
k	1.18	1.29	1.39	1.49	1.58	1.68	1.72	2.06	2.21	2.32	2.45	2.93	2.98
α	1.18	1.19	1.22	1.24	1.25	1.22	1.23	1.30	1.28	1.31	1.39	1.40	1.41
n	0.799	0.777	0.786	0.769	0.777	0.786	0.779	0.778	0.779	0.782	0.770	0.775	0.760
i	0.95	1.01	1.09	1.15	1.22	1.32	1.34	1.61	1.72	1.81	1.89	2.27	2.27
β	0.94	0.92	0.96	0.95	0.97	0.96	0.96	1.01	1.00	1.03	1.07	1.09	1.07
ψ_1	0.52	0.52	0.52	0 54	0.53	0.51	0.52	0.54	0.53	0.54	0.56	0.56	0.56
$\overline{V}$	0.75	0.79	0.86	0.90	0.96	1.04	1.05	1.26	1.35	1.42	1.46	1.78	1.73
ψ	0.33	0.31	0.33	0.32	0.32	0.32	0.32	0.33	0.32	0.33	0.34	0.34	0.33

Erklärung der Zeichen: p = Luftdruck, t = Lufttemperatur, Δt = Psychrometer Differenz, % = relative Feuchtigkeit, $\kappa\rho$ = meteorologischer Verdunstungskoeffizient, k = empirischer Verdunstungskoeffizient, α = Verdunstungsquotient, n = Längenexponent, i = Intensitätskoeffizient, β = Intensitätsquotient, $\psi_1 = k/\Delta t$, $\overline{V}$ = durchschnittliche Verdunstungsgrösse, $\psi = \overline{V}/\Delta t$

Trägt man die Logarithmen von k und $\kappa\rho$ im Koordinatensystem auf, so wird die Punktreihe fast linear (Abb. 77 k) und die Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt folgende Gleichung:

$$k = 1.17\,(\kappa\rho)^{1.23}\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

oder allgemein ausgedrückt:

$$k = k_1\,(\kappa\rho)^{n_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Wir möchten k_1 als „spezifischen Verdunstungskoeffizienten" bezeichnen, denn es stellt denjenigen bei $l=1$ und $\kappa\rho=1$ bei einer bestimmten Temperatur vor. Der Exponent von $\kappa\rho$, nämlich n_1,

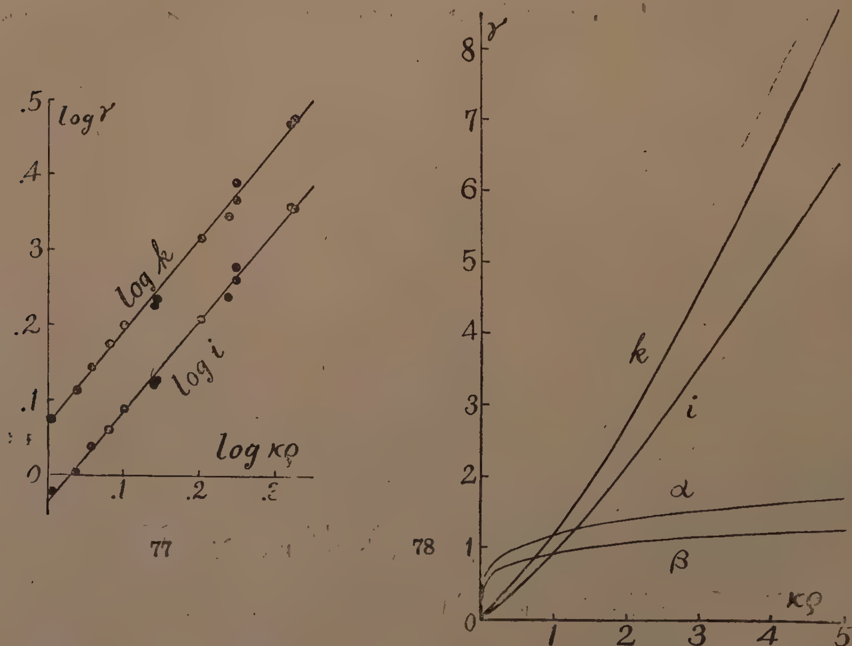


Abb. 77. Die Verdunstungsgeraden von log k und log i bei 20° mit Bezug auf log $\kappa\rho$.
Abb. 78. Die Veränderung von k, i, α und β mit $\kappa\rho$ bei 20°.

ist grösser als Eins, oder die Verdunstung nimmt nicht dem $\kappa\rho$ proportional, sondern mit wachsendem Defizit immer mehr zu (Abb. 78 k). Dies beruht wohl darauf, dass die Schnellschicht mit zunehmender Verdunstung, also auch mit wachsender Temperaturdifferenz immer näher an der Verdunstungsfläche vorbeizieht, wodurch der Konzentrationsgradient steiler gemacht wird. Bei der Verdunstung durch einen konstanten Wind, also vor der heterogenen Strömung, ist indessen dieser Zuwachs nicht zu bemerken, wie wir bei

anderen Gelegenheit sehen werden. Diese Zunahme ist also nur im autokonvektiven Stromfeld gültig.

Auch bei einem Versuch von WALTER ('28, S. 242) zeigte sich Ähnliches. Er fand nämlich bei der Verdunstung des PICHE-Evaporimeters in einem mit Schwefelsäure kontrollierten Raum von bestimmten Feuchtigkeiten, dass diese, sofern der tägliche Temperaturgang ähnlich verläuft, mit steigendem Sättigungsdefizit immer zunimmt, welches Ergebnis er allerdings anders zu erklären suchte. Bei der Temperaturkonvektion (§ 10) soll der Exponent der Temperaturdifferenz θ nach KIMBALL und KING 5/4 werden, bei der Verdunstungskonvektion erfährt hingegen der Exponent infolge Dichteabnahme der Luft, Wärmeaustauschverhältnis usw. (s. weiter unten) mehr oder minder eine Abnahme. Ist aber die Fläche der Luft gegenüber höher temperiert wie beim feuchten Katathermometer, so beschleunigt die Dichteabnahme die absteigende Konvektion, sodass der Exponent viel höher wird als 5/4. Nach HARGOOD-ASH und HILL ('23, S. 29) soll der Wärmeverlust durch Verdunstung eines Kata-Thermometers der 4/3er Potenz des Sättigungsdefizits proportional sein.

Was nun den Verdunstungsquotienten α anlangt, so ist dieser bei 20°:

$$\alpha = \frac{k}{\kappa\rho} = 1.17\,(\kappa\rho)^{0.23} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

Die α-Kurve kreuzt sich mit der k-Kurve bei $\kappa\rho = 1$, und nimmt mit wachsendem $\kappa\rho$ nur nach der 0.23er Potenz desselben zu (Abb. 78 α), oder steigt immer langsamer auf. Wäre die Verdunstung dem $\kappa\rho$ proportional, so sollte die Kurve parallel zur Horizontalachse laufen.

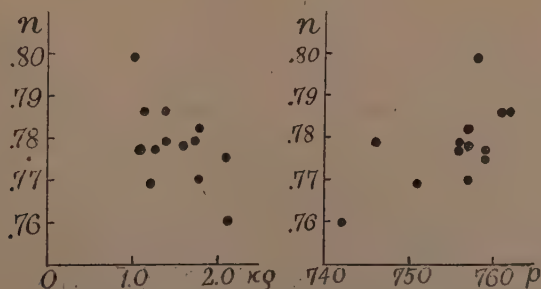


Abb. 79. Die korrelative Veränderung von Längenexponenten n mit $\kappa\rho$.
Abb. 80. Die korrelative Veränderung vom Längenexponenten mit dem Luftdruck.

Der Längenexponent der Verdunstung n schwankt hier (Tab. 19) um 0.76–0.80. Er zeigt aber keine positive Korrelation mit $\kappa\rho$, eher verhält er sich hier etwas negativ zu ihm (Abb. 79). Dies ist aber bei anderen Versuchsbedingungen, wie wir später noch sehen werden, nicht immer

der Fall. Hingegen zeigt er eine positive Korrelation mit dem Luftdruck (Abb. 80), wenngleich es nicht sicher ist, ob dies nur von zufälliger Natur ist oder nicht, weil die Variationsweite desselben nur beschränkt ist. Es ist ja schwer, unter natürlicher Schwankungsweite desselben und bei einer geringen Anzahl von Versuchen seine Wirkung näher zu analysieren. Als gemeingültiger Wert des Exponenten hier bei 20° ist es also besser, das Mittel der Versuchswerte 0.78 aufzunehmen. Die Verdunstungsformel bei 20° lautet dann:

$$V = 1.17\ (\kappa\rho)^{1{,}23}\, l^{0{,}78}\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec.} \qquad (14)$$

Was zuletzt den Zusammenhang von i mit $\kappa\rho$ anlangt, so wurde die Formel nach den obigen Daten wie folgt berechnet:

$$i = 0.92\ (\kappa\rho)^{1{,}20}\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec} \qquad (15)$$

$$I = 0.92\ (\kappa\rho)^{1{,}20}\, l^{-0.22}\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec} \qquad (16)$$

$$\beta = 0.92\ (\kappa\rho)^{0{,}20} \qquad (17)$$

β weist also bei zunehmendem $\kappa\rho$ einen verhältnismässig konstanten Wert auf (Abb. 78 β), und weil β alle wichtige Kennzahlen der Verdunstung in sich schliesst und weit gleichmässiger als α ist, so ist β das beste Standard des Verdunstungsverhaltens unter diesen Zahlen. Da die Verdunstung selbst bei demselben $\kappa\rho$ je nach den Lufttemperaturen und den Versuchsanordnungen verschieden ausfällt, so sind ihre Wirkungsweisen mit α oder β als Kennzahl genau zu vergleichen.

§29. Die Dampfkonzentrationsgradienten über der Verdunstungsfläche

Da die Verdunstung als molekulärer Vorgang im wahren Anfang durch den an der betreffenden Stelle der Evaporationsfläche obwaltenden Gradienten bestimmt wird, so ist es unbedingt notwendig, für die theoretische Forschung die konkrete Grösse desselben genau zu kennen.

Es gibt schon Versuche, bei welchen man mittels eines Mikrohygrometers oder eines Mikroevaporimeters den Dampfspanungsgradienten über der verdunstenden Fläche sich zu messen bemühte (z.B. BÜTTNER, '35, S. 356; RAMSAY u.A., '38, S. 255). Die Methoden sind aber noch fehlerhaft oder praktisch kaum anwendbar. Wenn wir hingegen an einer Evaporationsfläche die Verdunstungsintensitäten und die Oberflächentemperaturen an den verschiedenen Stellen feststellen könnten, so würden die Beziehungen zwischen der Verdunstungsverteilung und den Gradienten klar werden.

Zwecks der Gradientenrechnung habe ich bei Lufttemperatur von 20° durch das bereits erwähnte Verfahren die Temperaturen an der ver-

tikalen Verdunstungsfläche an fünf Punkten gemessen (t′) und aus der dabei obwaltenden Feuchtigkeit die Intensitätsformel von 20° ermittelt. Dadurch konnte ich die Gradientenverteilung an der Fläche berechnen, wie Tabelle 20 und Abb. 81 es veranschaulichen.

TABELLE 20. Dampfkonzentrationsgradient an der vertikalen Verdunstungsfläche bei t 20.00°, Δt 3.75°, p 757.12 mm; C 17.31 γ/cm³, c 10.97 γ, ρ 6.34 γ, κ 0.246, $\kappa\rho$ 1.56.

l cm	1	3	5	7	9
t′	17.39°	17.48°	17.55°	17.62°	17.68°
Δt	2.61°	2.52°	2.45°	2.38°	2.32°
C'	14.84	14.93	14.99	15.05	15.11
ρ' (= $C'-c$)	3.87	3.96	4.02	4.08	4.14
κ'	0.2423	0.2424	0.2426	0.2427	0.2428
$\kappa'\rho'$	0.938	0.960	0.976	0.991	1.005
I	1.57	1.23	1.10	1.02	0.97
ρ''	6.47	5.08	4.55	4.21	3.99
ρ''/ρ' = G	1.67	1.28	1.13	1.03	0,96
ω	8°47′	11°08′	12°24′	13°21′	14°05′

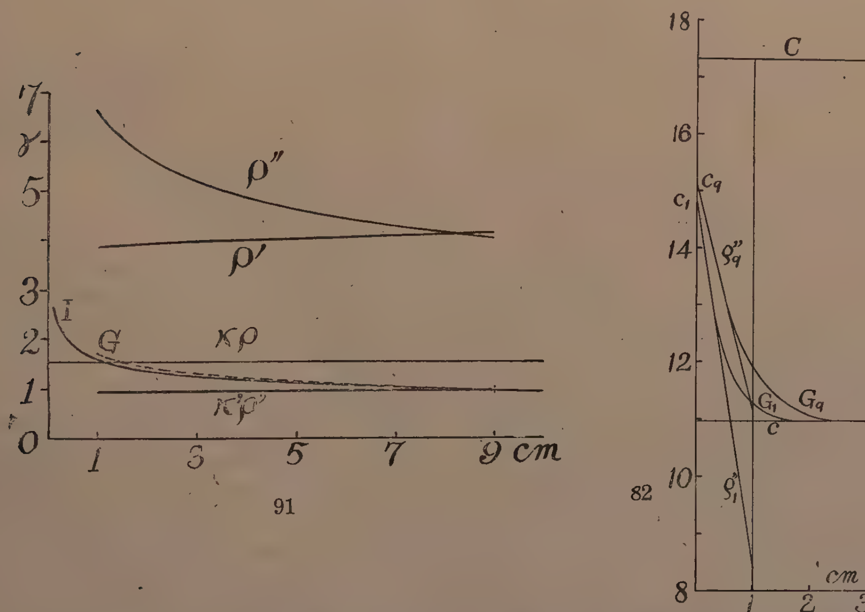


Abb. 81. Die Verteilungskurve des Dampfkonzentrationsgradienten längs der verdunstenden Vertikalplatte bei 20° und 1.56 ($\kappa\rho$). ρ' das Konzentrationsgefälle des Wasserdampfes über der Verdunstungsfläche, $\kappa'\rho'$ der Diffusionskoeffizient an der Fläche, I die Verdunstungsintensität, $\rho'' = I/\kappa'$, der wirkliche Konzentrationsgradient auf die Oberfläche, G (gestrichelt) das Verhältnis der Gradientenzunahme.

Abb. 82. Graphische Darstellung der Gefälle und der Gradienten auf 1 und 9 cm Stellen, ausgedrückt in γ-cm Einheiten. C die Sättigungs-, c die wirkliche Konzentration des Wasserdampfes in der Luft bei 20°, $C-c$ das Sättigungsdefizit der Luft, c_1 und c_9 die Dampfkonzentrationen in den 1 und 9 cm Stellen der Verdunstungsfläche, G_1 und G_9 die Gradientenkurven über denselben, ρ_1'' und ρ_9'' die Tangenten, gezogen von c_1 und c_9, deren Gefälle in 1 cm Entfernung den Gradienten knapp über der Verdunstungsfläche darstellen.

Die maximale Dampfkonzentration bei 20° ist 17.31 γ und die der Versuchszeit 17.31 × 63.4% = 10.97 γ, folglich ist $C-c = \rho = 6.34\ \gamma$. Der Luftdruck war 757.12 mm, daher lautet der Diffusionskoeffizient:

$$\kappa = 0.216 \times \left(\frac{293}{273}\right)^{1.8} \cdot \frac{760}{757.12} = 0.246\ \text{cm}^2/\text{sec},$$

folglich $\kappa\rho = 1.56$. An der Verdunstungsfläche ist aber die maximale Dampfkonzentration (C') infolge der Abkühlung (2. u. 3. Zeilen) niedriger als die der Luft (4. Zeile), also auch das Konzentrationsgefälle: Verdunstungsfläche/Aussenluft ($C'-c = \rho'$) (5. Zeile). Der Diffusionskoeffizient (κ'), also auch der Verdunstungskoeffizient an jeder Stelle ($\kappa'\rho'$) ist also niedriger als der der Luft ($\kappa\rho$) und zwar je nach der Stelle verschieden (6. u. 7. Zeilen). Er betrug etwa 2/3 desjenigen der Aussenluft, und zwar war er am oberen stark abgekühlten Teil viel kleiner. Die Verdunstungsintensität, die sich aus der Formel (16) ableiten lässt:

$$I = 0.92\ (1.56)^{1.20}\ l^{-0.22}\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec},$$

ist hingegen an der oberen, mehr abgekühlten Teilen grösser (8. Zeile), was ohne Weiteres auf der Gradientenzunahme infolge der Autokonvektion beruht, wie wir noch sehen werden.

Bezeichnet man den wirklichen Gradienten an der Verdunstungsfläche mit ρ'', so ist $I = \kappa'\rho''$, folglich $\rho'' = \frac{I}{\kappa'}$ (9. Zeile; Abb. 81 ρ''). Man kann also das Verhältnis der Gradientenzunahme durch $\rho''/\rho' = I/\kappa\rho$ berechnen (10. Zeile, Abb. 81 G), welches nach oben immer zunimmt, während es unten bei 9 cm im Vergleich mit dem Gefälle schon etwas abzunehmen beginnt. Zieht man nun beispielweise beide Punkte l=1 und 9 cm (sie sein l_1 und l_9 bezeichnet) in Betracht, und stellt die obwaltenden Gradienten graphisch dar, so ergibt sich Abb. 82, bei welcher γ und cm als Einheit der Ordinaten- und Abszissenachse genommen sind. Die Dampfkonzentrationen an diesen zwei Punkten sind c_1 und c_9, und der Gradient ρ'' oder die Konzentrationsabnahme knapp von der Oberfläche auswärts wird mit den Geraden ρ_1'' und ρ_9'' dargestellt, deren Winkel 8°47′ resp. 14°05′ betragen. Weil aber die Dampfkonzentration der Aussenluft 10.97 γ beträgt, so müsste die Gradientenkurve von der Verdunstungsfläche an graduell gebeugt sein, sodass sie in 2–3 cm Entfernung aus der Oberfläche unmerklich an die genannte Konzentration übergeht. G_1 und G_9 in Abb. 82 stellen die Gradientenkurve dar, deren Tangenten an der Oberfläche (ρ_1'' und ρ_9'') das wirksame Gefälle vorstellt.

Der Dampfkonzentrationsgradient an der Oberfläche wird oft als linear angesehen (BÜTTNER, '34, S. 6; LEIGHLY, '37, S. 183). Da aber die innere Reibung der Luft von der Oberfläche aus nur graduell übergeht,

so können sich die Strömungsgeschwindigkeit wie auch die Dampfkonzentration und die Temperatur unter autokonvektivem Stromfeld nie gerade verteilen.

Nach allem wird das Gefälle: Verdunstungsfläche Aussenluft mit zunehmender Abkühlung der Verdunstungsfläche immer kleiner als das S.-D. der Luft, aber die Verdunstung kann, sofern der Konzentrationsgradient kanpp über der Verdunstungsfläche steiler bleibt, dementsprechend stärker sein. Die dreierlei Verdunstungsstandarde, das Sättigungsdefizit, das Gefälle und den Gradienten möchten wir also noch näher betrachten und genauer definieren.

§30. Das Sättigungsdefizit, das Gefälle und der Gradient

Als Verdunstungsstandard wird oft das S.-D. gewählt, aber selbst in demselben Luftraum verdunstet ein warmes Wasser mehr als ein kaltes, da beim ersteren das Dampfspannungs- oder Dampfkonzentrationsgefälle nach der Aussenluft hin steiler ist. Das Gefälle enthält aber eine definitive Längendimension nicht, obschon die Luft in hinreichender Entfernung von der verdunstenden Fläche als Längenmass üblich aufgenommen wird.

Bei der Verdunstung ist aber das Gefälle sogar bis zur 1 cm Strecke von der Fläche schon zu weit entfernt, um als Masstab der Verdunstung zu dienen, weil die Schnellschicht und die Absättigung selbst innerhalb der genannten Strecke die Verdunstung verschiedenartig modifizieren können, wie wir in § 29 schon gesehen haben.

Die Verdunstung wird eigentlich durch zitternde Bewegungen der Luft- und Wassermoleküle bewerkstelligt, deren mittlere Weglänge um 0.1 μ schwankt; das wirksame Diffusionspotential an der Oberfläche dürfte mithin höchstens auf eine Strecke von einigen Mikronen beschränkt sein; das Diffusionspotential möchten wir als „Dampfkonzentrationsgradient an der Oberfläche“ oder kurzweg als „Gradient“ bezeichnen.

Der Gradient ist aber selbst bei einundderselben Verdunstungsfläche überall verschieden und es ist praktisch unmöglich, ihn ohne Störung der Verdunstung genau zu messen.

Wie wird sich nun aber das S.-D. gegen die Verdunstung verhalten? Es enthält auch keine Dimension der Länge, sodass es sich nicht als echter Masstab der molekularen Diffusion verwenden lässt. Das S.-D. ist dem Wesen nach ein statischer Luftzustand. Wir haben aber gesehen, dass die Verdunstungsgrösse sich als exponentiale Funktion von $\kappa\rho$ in konkreter Masse äussern lässt. Warum nun solch ein engerer Zusammenhang zwischen diesen entsteht, bedarf noch näherer Betrachtung.

Es ist klar, dass die Verdunstungsmenge einer gesamten Fläche unter bestimmten physikalischen Bedingungen stets konstant ist oder nie anders als so geschehen kann. Und zwar deshalb, weil bei stationärem Zustand — hier sei dies auf die Verdunstung im dunklen, windstillen Raum beschränkt — das autokonvektive Stromfeld auch aerodynahmisch bestimmt wird. Unter einem gegebenen S.-D. kühlt sich nämlich die verdunstende Fläche in bestimmter Weise ab, und der Gradient wird infolge der Schnellschichtbildung steiler, sodass die Verdunstung sich nicht vermindert, sondern stellenweise sogar merklich zunimmt. Mit der Abkühlung nimmt die Wärmezufuhr durch die Konvektion und Einstrahlung auch zu, bis diese endlich der Verdampfungswärme gleichkommt. Es ist also das S.-D., welches vermittelst der autokonvektiven Strömung einen bestimmten Grad der Verdunstung und Abkühlung hervorruft, bis das Wärmegleichgewicht erreicht wird.

Wenngleich die Verdunstungsintensität je nach der Grösse und Raumorientierung der Fläche und sogar von Ort zu Ort verschieden ausfällt, so wird doch ihr stationärer Wert als Ganzes durch das S.-D. bedingt, und die lokale Verschiedenheit des Gradienten und des Gefälles ist nur eine sekundär abgeleitete Folge.

Sofern es sich bei der Verdunstung um eine Fläche von kleiner Wärmeträgheit handelt, ist es also besser, als Verdunstungsmass das S.-D. zu nehmen, als das Gefälle oder den Gradienten zu berücksichtigen. Für Verdunstungskörper von grosser Wärmekapazität wie Wasserbecken u. dgl. gilt dies natürlich nicht, weil die Oberflächentemperatur nicht durch die Verdunstungskälte allein bestimmt wird.

Das S.-D. allein ist jedoch nicht ausreichend um ein konkretes Mass der Verdunstung darzustellen; es soll mit dem Diffusionskoeffizient κ verbunden sein. Das statische S.-D. wird dadurch zum dynamischen Luftzustand der Verdunstung oder der Trocknung umgewandelt, und sofern die Verdunstung im dunklen, windstillen Raum vor sich geht, weicht ihre Grösse nicht viel von $\kappa\rho$ ab. Jedenfalls lässt sich $\kappa\rho$ als Masstab der Verdunstungsgrösse am bequemsten verwenden.

§31. Die Verdunstungsgrösse im Zusammenhang mit der Psychrometerdifferenz

Vergleichen wir den experimentellen Verdunstungskoeffizienten jedes Versuches mit der respektiven Psychrometerdifferenz, so verhalten sich diese zwei fast proportional. Das Mittel von k der 13 Versuche ist hier (Tab. 19) 1.94 γ und das der P.-D. 3.60°. Verbindet man im Ko-

ordinatensystem von k und Δt den genannten Koordinatenpunkt mit dem Anfangspunkt, so kommen alle Versuchspunkte näher um die Mittellinie zu liegen (Abb. 83 k).

Genauer gesehen, liegen aber die Versuchspunkte bei niedrigerer P.-D. etwas unter, und bei höherer etwas über der Linie. Der Übergang scheint bei der P.-D. etwa bei 3.5° zu liegen. Der Grund hierfür liegt vielleicht in den Form- und Grössenungleichheiten von diesen zweierlei Verdunstungskörpern. Bei der Psychrometerbulbe ist die Absättigung, wie wir später noch sehen werden (§ 58 a), kaum zu erkennen. Bei der nassen Pappe von einigen Zentimeter Grösse ist hingegen die Resistenz der konvektiven Strömung bei schwacher Abkühlung noch beträchtlicher, während bei starker Abkühlung die Schnellschicht leichter vorbeistreicht und damit den Gradienten immer steiler macht.

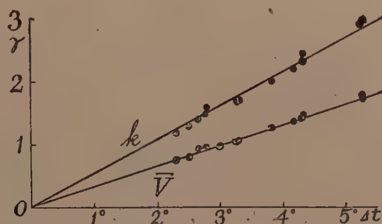


Abb. 83. Die Verdunstungskoeffizienten k und die durchschnittlichen Verdunstungsgrössen $\overline{V}$ der vertikalen Fläche bei 20° im Zusammenhang mit den Psychrometerdifferenzen.

Nimmt man statt k die gesamte Verdunstungsgrösse der 10 × 10 cm Fläche,(1) ausgedrückt in γ/cm^2 sec als Ordinate, so ist das Verhältnis nicht viel anders (Abb. 83 $\overline{V}$), nur dass die absolute Menge wegen der grösseren Fläche etwa auf 56% von k verkleinert worden ist.

Es sei aber bemerkt, dass bei jedem Versuche eine Tendenz vorhanden ist, bei welcher k und n sich negativ verhalten. Ist nämlich n relativ grösser, so fällt k relativ kleiner aus und umgekehrt. Dies ist zwar eine notwendige Folge der logarithmierten Verdunstungsgeraden als Richtungslinie im Koordinatensystem. Je steiler die Linie geneigt ist, desto tiefer wird ihr Schnittpunkt mit der Ordinatenachse. Weil nun die Verdunstungsgrösse der gesamten Fläche gleichzeitig von k und n bedingt wird, so zeigt beim Vergleich der Verdunstungsgrösse mit der P.–D. die der gesamten Fläche eine regelmässigere Verteilung als die von k.

Wir möchten die Verdunstungsgrösse der gesamten Fläche reduziert auf γ/cm^2 sec und $\Delta 1°$ oder $\overline{V}/\Delta t$ mit γ', und diejenige von $k/\Delta t$ mit γ'_1 bezeichnen. Sie nehmen im grossen ganzen mit höheren P.-D. etwas zu.

Dass die Verdunstung der P.-D. proportional vor sich geht, wurde schon von DOBISCH ('14, S. 288), HUBER ('24, S. 19) u.a. festgestellt. Wenngleich die Verdunstungsgrösse nach ihren Ergebnissen infolge der

(1) Bei einigen Versuchen war die Flächengrösse 10×10.3 cm, die Verdunstungsgrösse dieser Flächen wurde mithin auf 10×10 cm reduziert.

Turbulenz oder des Windes viel stärker ausfällt als bei den unserigen, so ist doch zu behaupten, d a s s d i e A b k ü h l u n g d e r F e u c h t k u g e l, s o f e r n d i e W i n d s t ö s s e n i c h t s e h r s t a r k s i n d, a l s M a s s t a b d e r V e r d u n s t u n g s g r ö s s e z u b e n u t z e n i s t. Hierauf möchten wir später noch einmal zurückkommen (§59).

§32. Die Wirkung der Strahlung auf die Verdunstung

Wenn man die Verdunstung vom Standpunkt des Wärmegleichgewichts aus betrachtet, so ist in stationärem Zustand die Verdunstungswärme (L) gleich der von aussen durch Konvektion und Leitung (K)[1] sowie durch Ausstrahlung (S) zugeführten Wärme, oder mit der Formel ausgedrückt:

$$L = K + S \quad \text{(18)}$$

Rechnet man die obige Wärmemenge in die entsprechende Wassermenge um, so ist diese gleich der Summe der durch Leitung (V_k) und Ausstrahlung (V_s) unterstützten Verdunstungsmengen. Bei der Verdunstungsintensität I gibt auch dasselbe Verhältnis, also:

$$V = V_k + V_s \quad \text{(19)}$$

$$I = I_k + I_s \quad \text{(20)}$$

Wir haben schon die Verteilung der Temperatur und der Verdunstungsintensität an der vertikalen Fläche kennen gelernt, wir sind also imstande, die gegenseitige Teilnahme der Leitung und Einstrahlung auf die Verdunstung weiter zu berechnen.

Die Verdunstungswärme wurde hier nach der HENNINGschen Formel berechnet:

$$L = 94.21\,(365 - t)^{0.31249}\ \text{g-cal/g} = \gamma\text{-cal}/\gamma$$

und die Ausstrahlungswärme nach der STEFAN-BOLTZMANNschen Formel:

$$S = 1.38 \cdot 10^{-12}\,\epsilon\,(T_1^4 - T_2^4)\ \text{g-cal/cm}^2\ \text{sec}$$

wobei ε die Absorptionszahl in Prozenten des Schwarzkörpers, T_1 und T_2 die absoluten Temperaturen der Umgebung und der Verdunstungsfläche darstellen.

Die Absorptionszahl der benetzten Pappfläche ist leider nicht bekannt. Nach BÜTTNER ('34, S. 30) sollte ϵ bei der Wasserfläche 92% und bei

(1) An der verdunstenden Oberfläche kommt der Wärmeaustausch ausschliesslich durch Leitung zustande, sodass hier die Konvektionswärme nicht in Betracht kommt, obwohl die Leitung hierbei als Folge der durch die Konvektion hergeleiteten Gradientenzunahme stark beschleunigt wird.

organischen Substanzen 90–95%, und nach KNOBLAUCH und HENCKY ('26, S. 174) sollte weisses mattes Papier einen Wert von 94.4% und Dachpappe 91.0% haben. Die nasse Pappe dürfte demnach vielleicht einen Wert von 90–95% haben.

Zieht man nun bei der vertikalen Verdunstungsfläche z.B. einen von den fünf schon gemessenen Punkten, $l=1$ cm in Betracht (Tab. 20, § 29), so ist die Verdampfungswärme bei 17.39°:

$$L = 586.36\ \gamma\text{-cal/cm}^2\ \text{sec},$$

und die Verdunstungsintensität:

$$I = 1.569\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec},$$

der Wärmeverlust in dem betreffenden Punkt ist demnach 586.36 × 1.569 = 919.79 γ-cal/cm² sec.

Nimmt man nun die Absorptionszahl als 90% an, so ist, weil dabei die effektive Wärmeeinstrahlung $S = 321.80$ γ-cal/cm² sec ist:

$$K = IL - S = 919.79 - 321.80 = 597.99\ \gamma\text{-cal/cm}^2\ \text{sec}.$$

Drückt man dies durch die Verdunstungsintensität aus, so erhalten wir:

$$I_k = K/L_{17.39°} = 1.022\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec}.$$

Die durch Einstrahlung unterstützte Intensität ist dann:

$$I_s = I - I_k = 0.547\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec}.$$

Folgende Tabelle zeigt die in dieser Weise für die fünf Punkte berechneten Zahlen, und zwar bei $\epsilon = 90\%$ resp. 95%.

TABELLE 21. Verdunstungsintensität im Zusammenhang mit den durch Leitung und Ausstrahlung zugeführten Wärmemengen.

l cm	1	3	5	7	9
t'	17.39°	17.48°	17.55°	17.62°	17.68°
I γ/cm² sec	1.569	1.232	1.104	1.022	0.967
L_t γ–cal/γ	586.36	586.31	586.27	586.24	586.21
L "	919.79	722.25	646.93	599.35	567.87
$I_k(\epsilon=90\%)$	1.022	0.702	0.588	0.521	0.479
I_s	0.547	0.530	0.516	0.501	0.489
$I_k(\epsilon=95\%)$	0.989	0.672	0.559	0.493	0.452
I_s	0.579	0.560	0.544	0.529	0.515

Bei den erwähnten meteorologischen Zuständen ist bei Punkt $l=1$ cm die durch die Leitung zugeführte Wärmemenge etwa doppelt so gross als die durch die Einstrahlung zugeführte, stromab vermindert sich aber die

Leitungswärme rascher, dass an der 9 cm Stelle die zweierlei Wärmezufuhren fast gleich werden (Abb. 84).

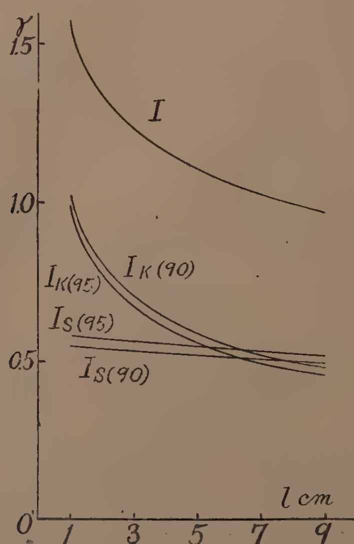


Abb. 84. Die Verdunstungsintensität längs der vertikalen Fläche bei 20°, die sich weiter in Intensitäten, unterstützt durch die Ausstrahlungs- und Leitungswärme, zerlegen lässt. Die Zahlen in Klammern stellen die prozentuale Absorptionszahl dar.

Die durch die Leitung erhaltene Verdunstungsintensität ist in ihrer Verteilung ebenfalls exponential, wie die folgenden Formeln zeigen:

Ist $\epsilon = 90\%$: $I_k = 1.02\, l^{-0.35}$, folglich $V_k = 1.56\, l^{0.65}$;

ist $\epsilon = 95\%$: $I_k = 0.99\, l^{-0.36}$, folglich $V_k = 1.54\, l^{0.64}$;

während $I = 1.57\, l^{-0.22}$ und $V = 2.01\, l^{0.78}$.

Die Intensität wie auch die Verdunstung, unterstützt durch die Leitungswärme, ist lokal ziemlich verschieden im Vergleich mit denjenigen der gesamten Verdunstung. Je grösser ϵ angenommen wird, desto mehr vermindern sie sich. Jedenfalls ist es begreiflich, dass die ungleichmässige Verdunstung im autokonvektiven Stromfeld durch die Ausstrahlung stark ausgeglichen wird. Zudem gibt es noch eine innere Wärmeleitung, die ebenfalls ausgleichend einwirkt. Die Messungsdaten der Temperaturverteilung sind also die gleichen, die durch innere Leitung mehr oder minder modifiziert worden sind. Wenn man die innere Leitung durch irgendeine Weise völlig verhindern könnte, so müsste der Längenexponent noch etwas grösser werden.

Nach allem sehen wir, dass es der Wärmeverlust durch Verdunstung und die Wärmezufuhr durch Leitung ist, die unmittelbar mit der Autokonvektion zusammenhängen, während die effektive Ausstrahlung erst nach der Abkühlung sekundär auftritt.

Bei der Verdunstungsfläche mit grosser Wärmeträgheit wie dem Schalenevaporimeter ist aber das Wärmeaustauschverhältnis ziemlich anders. Falls die Temperatur des Wassers der der Luft gleich ist, verschwindet die effektive Einstrahlung fast ganz, und die Verdampfungswärme wird grossenteils durch Leitung aus der Seitenwand ersetzt. Ist hingegen die Verdunstungsfläche der Luft gegenüber übertemperiert, so erfolgen die effektive Ausstrahlung und Leitung gleichsinnig wärmeausgebend wie die Verdampfung selbst, während sie bei untertemperiertem Wasser dem Wärmeverlust durch Verdunstung entgegenwirken. Bei warmem Wasser erfolgt mithin die Abkühlung sehr schnell, während bei kaltem die Untertemperatur eine bestimmte Grenze nicht überschreiten kann, was jedoch durch Grösse, Form der Wasserbehälter usw., sowie durch meteorologische Verhältnisse bedingt wird (§62).

Bei der verdunstenden Pappe wirkt die Strahlung stets wärmezuführend und die lokale Verschiedenheit der Verdunstung wird ausschliesslich durch die Gradientenverschiedenheit der Dampfkonzentration verursacht. Je stärker die Verdunstung ist, desto mehr nehmen die Abkühlung, der Temperaturgradient sowie auch die Wärmezufuhr durch Leitung und Strahlung Hand in Hand zu. Es ist also ersichtlich, dass die Verdunstungswärme stets grösser als die Leitungswärme ist, und der Fehlbetrag durch Einstrahlung, teils auch durch innere Leitung, gedeckt wird. Nach FINDEISEN ('33, S. 359) soll der molekuläre Wasserdampfaustausch unter sonst gleichen Bedingungen mit 22% höherer Geschwindigkeit als der molekuläre Wärmeaustausch erfolgen.

Genauer betrachtet, sind natürlich die Leitung und Ausstrahlung selbst bei derselben Temperaturdifferenz nach absoluter Höhe der Temperatur verschieden. Die Wärmeleitfähigkeit ist nach der WINKELMANNschen Formel bei 0°:

$$\lambda_0 = 0.00005684 \text{ cal/cm sec Grad}$$

und der Zuwachs mit dem Temperaturanstieg:

$$\lambda_t = \lambda_0 (1+\beta t)$$

wobei $\beta = 0.00190$ ist. $\lambda \cdot 10^6$ bei t 10°, 20° und 30° ist danach 57.9, 59.0 und 60.1, und der Zuwachs pro 10° beträgt 1.9%.

Was nun die effektive Ausstrahlung $T_1^4-T_2^4$ bei 10°, 20° und 30° und bei θ 1°, 5° und 10° anlangt, so ist das Verhältnis, den Wert bei 20°, θ 1° als Einheit genommen, wie in der folgenden Tabelle (links):

TABELLE 22. Verhältniszahlen von $T_1^4-T_2^4$ bei verschiedenen Temperaturen und Temperaturdifferenzen.

	T			T		
θ	283°	293°	303°	283°	293°	303°
1°	0.901	1.000	1.107	100	100	100
5°	4.414	4.903	5.427	98.0	98.0	98.0
10°	8.596	9.604	10.589	95.4	96.0	96.7

Man sieht also, dass die Ausstrahlung, selbst bei derselben θ, mit Steigerung der Temperatur erhöht und mit niedriger Temperatur der Verdunstungsfläche vermindert wird. Nimmt man bei jeder Temperatur den Wert von $\Delta 1°$ als 100 (Tabelle 22 rechts), so nimmt das Verhältnis mit wachsender Temperaturdifferenz ab, und zwar desto mehr, je niedriger die Temperatur ist.

Trotz solcher Schwankungen darf man mit Recht annehmen, dass bei gewöhnlichen Temperaturen die Verdunstungswärme fast in konstantem Verhältnis durch die Leitung und Ausstrahlung ersetzt wird.

Weil nun bei jeder Stelle der verdunstenden Pappe, gleichviel ob sie stärker oder schwächer verdunstet, die Verdampfungswärme und die Wärmezufuhr durch die Leitung und Strahlung fast in konstantem Verhältnis vor sich gehen, weil ferner, soweit die Untertemperatur nur gering ist wie im gewöhnlichen Falle, die Strahlungswärme der Temperaturdifferenz fast proportional ist, so müsste auch die Leitungswärme derselben proportional sein. Und dies Verhältnis besteht nicht nur an einzelnen Stellen, sondern auch an der Verdunstungsfläche als Ganzes. Bei der Betrachtung der Konvektionswirkung auf die Verdunstung können wir also, sofern es sich um einen Vergleich relativer Stärke handelt, die Strahlungswirkung ausser Acht lassen.

§33. Die Verdunstung der vertikalen Fläche bei 30° und die Abnahme des Verdunstungsquotienten mit dem Lufttemperaturanstieg — der Temperatureffekt bei der Erreichung des Wärmegleichgewichts (T E W G)

In folgender Tabelle sind die Daten von 12 Versuchen bei 30° angegeben und die logarithmischen Wertpaare, aufgetragen in einem Koordinatensystem von γ und $\kappa\rho$, in Abb. 85 dargestellt (Zeichenerklärung s. Tab. 19, S. 107).

TABELLE **23.** Die Verdunstung der vertikalen Fläche bei 30°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
p	749.4	751.0	753.3	753.6	754.9	751.3	755.7	749.4	753.6	753.6	752.3	752.3
t	29.90	30.02	29.98	29.99	30.00	29.83	29.82	30.01	30.04	29.88	29.95	29.86
Δt	1.55	1.56	1.57	1.74	2.69	2.82	3.01	3.04	4.90	4.99	5.03	5.58
$f(\%)$	86.4	86.4	86.4	84.9	77.4	76.0	74.8	74.7	61.8	61.1	60.8	57.0
κp	1.08	1.09	1.09	1.21	1.80	1.90	1.98	2.03	3.06	3.09	3.12	3.41
k	0.83	0.86	0.85	0.95	1.49	1.61	1.66	1.77	2.93	2.73	2.88	3.26
a	0.77	0.79	0.78	0.79	0.82	0.85	0.84	0.87	0.96	0.88	0.92	0.96
n	0.807	0.808	0.816	0.808	0.801	0.787	0.801	0.783	0.794	0.821	0.811	0.798
i	0.67	0.69	0.69	0.77	1.19	1.27	1.33	1.39	2.33	2.24	2.33	2.60
β	0.62	0.63	0.64	0.64	0.66	0.67	0.67	0.68	0.76	0.73	0.75	0.76
ψ_1	0.54	0.55	0.54	0.55	0.55	0.57	0.55	0.58	0.60	0.55	0.57	0.58
$\overline{V}$	0.52	0.56	0.58	0.62	0.95	1.00	1.06	1.10	1.86	1.83	1.89	2.09
ψ	0.35	0.36	0.36	0.36	0.35	0.36	0.35	0.36	0.38	0.38	0.38	0.37

Bei der Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergeben sich folgende Formeln:

$$V = 0.76\,(\kappa\rho)^{1.17}\,l^{0.80}\ \gamma/\text{cm sec} \quad (21)$$

$$\alpha = 0.76\,(\kappa\rho)^{0.17} \quad (22)$$

$$I = 0.62\,(\kappa\rho)^{1.16}\,l^{-0.20}\ \gamma/\text{cm}^2\ \text{sec} \quad (23)$$

$$\beta = 0.62\,(\kappa\rho)^{0.16} \quad (24)$$

Der Exponent von $\kappa\rho$ ist hier kleiner und derjenige von l etwas grösser als bei 20°, wenngleich nicht sehr bedeutend. Hingegen zeigen die Verdunstungs- und Intensitätsquotienten auffallende Unterschiede im Vergleich mit denjenigen bei 20°. Dort haben wir gesehen, dass $k_1 = 1.17$ und $i_1 = 0.92$ betragen. Bei 30° betragen sie also $0.76/1.17 = 65\%$ resp. $0.62/0.92 = 67\%$ wie bei 20° (S. 110).

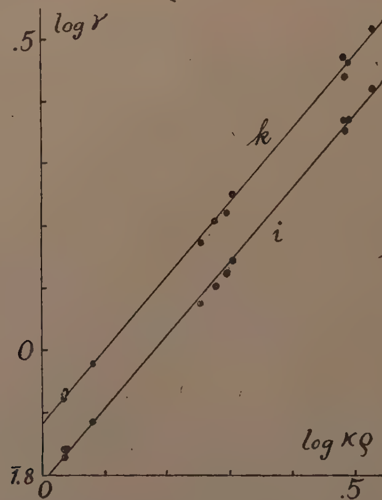


Abb. 85. Die Verdunstungsgerade von log k und log i bei 30° mit Bezug auf log $\kappa\rho$.

Ähnliche Verhältnisse wurden auch bei der Verdunstung der horizontalen Fläche ausnahmslos beobachtet, sodass sie als feststehend betrachtet werden dürfen.

Betrachten wir nun die Wirkung der Lufttemperatur auf die Verdunstung überhaupt, so gibt es eine direkte und eine indirekte Wirkung. Die direkte Wirkung ist im Diffusionskoeffizienten κ enthalten, und die durch Veränderung maximaler Dampfkonzentration indirekt hergeleitete Wirkung ist im Sättigungsdefizit ρ eingeschlossen. Dividiert man also den empirischen Verdunstungskoeffizienten k mit dem meteorolo-

gischen $\kappa\rho$, so sollte der Verdunstungsquotient α ungeachtet der Lufttemperatur einen ähnlichen Wert zeigen. *In der Tat ist aber α je nach der Lufttemperatur verschieden, und zwar je höher diese ist, desto kleiner wird der Quotient.*

Warum kommt nun solch ein anscheinend unnatürliches Verhalten vor? Der wesentliche Grund hierfür liegt darin, dass bei Verdunstungskörpern von kleiner Wärmekapazität das Wärmegleichgewicht bei höherer Temperatur mit einem geringeren Grade von Abkühlung schon eher erreicht wird als bei der niedrigeren Temperatur, und zwar deshalb, weil die maximale Dampfkonzentration beim letzteren Fall mit der Temperatursenkung immer langsamer abnimmt.

Um das Verhältnis besser verständlich zu machen, möchten wir zuerst die Entstehungsweise des Wärmegleichgewichts bei der verdunstenden Pappe noch eingehend betrachten. Es sei angenommen, dass die Pappe anfangs gleich temperiert ist wie die Luft. Diese erfährt dann infolge der Verdunstung einen Temperaturabfall, bis sie endlich einen stationären Zustand erreicht. Der Verlauf der Abkühlung ist anfangs rascher, weil die Wärmezufuhr von aussen noch geringer ist. Mit der Abkühlung wird nun die Dampfkonzentration an der Oberfläche, und damit auch das Konzentrationsgefälle, erniedrigt, aber der Gradient wird infolge der Schnellschichtnäherung nicht vermindert, und nimmt am oberen Teil eher zu. Anderseits nimmt aber die Wärmezufuhr durch die Leitung und Einstrahlung mit wachsender Unterkühlung auch fast proportional zu, sodass endlich das Wärmegleichgewicht dem obwaltendem S.-D. gemäss zustandekommt.

Wäre hierbei die Temperaturkurve der maximalen Dampfkonzentration geradlinig, so gäbe es natürlich keinen wesentlichen Unterschied, gleichviel ob die Abkühlung von z.B. 5° bei einer Lufttemperatur von 20° oder von 30° vorkommt. In der Tat nimmt aber die maximale Dampfkonzentration, wie Abb. 118 (S. 204) zeigt, selbst sei gleicher Temperaturerniedrigung von 30° bis 20° 13.08 γ (30.39–17.31), bei 20° bis 10° jedoch 7.90 γ (17.31–7.90) ab. *Bei höherer Temperatur muss also selbst eine gleiche Konzentrationsabnahme eine geringere Abkühlung ergeben als bei niedrigerer Temperatur.*

Um dies Verhältnis bei verschiedenen Temperaturen und Feuchtigkeiten empirisch festzustellen, bedarf es ausführlicher Arbeiten. Glücklicherweise ist aber die Verdunstungsmenge der nassen Pappe, wie wir bereits gesehen haben, der Temperatursenkung der feuchten Psychrometerkugel fast proportional, sodass man den Temperaturabfall des Psychrometers direkt als Mass der Verdunstungsmenge annehmen und aus der Tabelle desselben ausreichende Beispiele entnehmen kann.

Wenn z.B. das S.-D. einem Druck von 5 mm Hg entspricht, so wird die Temperaturerniedrigung der feuchten Bulbe bei höherer Temperatur weit geringer sein als bei niedrigerer Temperatur (Tabelle 24 oben, vgl. auch § 57 c, Tab. 64, S. 196); und umgekehrt, wenn die Temperaturdifferenz des Psychrometers gleich 5° ist, so sind entweder das S.-D. der Luft *E-e* oder das Dampfspannungsgefälle zwischen der Bulbenoberfläche und der Aussenluft *E'–e* grösser bei höherer Temperatur als bei der niedrigeren (Tabelle 24 unten). Ein ähnliches Verhältnis entsteht auch bei der verdunstenden Pappe, wenngleich die Temperaturerniedrigung wie auch die Verdunstungsintensität denjenigen der feuchten Kugel nachstehen.

TABELLE 24. Sättigungsdefizit und Temperaturabfall der Feuchtkugel im Zusammenhang mit den Lufttemperaturen (Zahlenwerte nach BROCH-ANGOTschen Tabellen).

Lufttemperatur	t	10°	20°	30°
Maximaler Dampfdruck d. Luft	*E* mm Hg	9.14	17.36	31.51
E–e=5 mm Hg:				
Sättigungsdefizit	*E–e* "	5.0	5.0	5.0
Dampfdruck der Luft	*e* "	4.14	12.36	26.51
Relative Feuchtigkeit	%	45.3	71.2	84.1
Temp. der Feuchtkugel	t'	5.61	17.14	28.17
Temperaturerniedrigung	t–t'=Δt	4.39°	2.86°	1.83°
Max. Dampfdruck d. Feuchtkugel	*E'*	6.79	14.53	28.34
Dampfdruckgefälle	*E'–e*	2.55	2.17	1.83
t–t'=5°:				
Temperaturerniedrigung	t–t'=Δt	5.0°	5.0°	5.0°
Dampfdruck der Luft	*e*	3.57	9.25	19.23
Relative Feuchtigkeit	%	39.1	53.3	61.0
S.–D. der Luft	*E–e*	5.57	8.11	12.28
Max. Dampfdruck d. Feuchtkugel	*E'*	6.51	12.67	23.52
Dampfdruckgefälle	*E'–e*	2.94	3.42	4.29
	5/(*E–e*)	0.898	0.617	0.407
	5/(*E'–e*)	1.71	1.46	1.17

Weil nun das S.-D. ausgedrückt in mm Hg und in γ ähnliche Zahlenwerte aufweist, so verhält sich auch das erstere mit dem Verdunstungskoeffizienten $\kappa\rho$ in grober Hinsicht proportional. Der Verdunstungsquotient $k/\kappa\rho$ wie auch das Verhältnis $\Delta t/(E\text{-}e)$ oder $\Delta t/(E'\text{-}e)$ werden also bei höherer Lufttemperatur immer kleiner. Dieser Effekt der Lufttemperatur macht bei der Verdunstung stets einen grundlegenden Faktor aus. Wir möchten also diesen Faktor kurz als „Temperatureffekt bei der Erreichung des Wärmegleichgewichts" (TEWG) bezeichnen.

Der Faktor ist also ebenfalls eine Art von indirekter Wirkung der Lufttemperatur, was indessen

nur für die Verdunstungsfläche mit kleiner Wärmeträgheit und zwar im autokonvektiven Stromfeld gültig ist, nicht aber beim Schalenevaporimeter u. dgl., dessen Wassertemperatur nicht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Verdunstungskälte steht, haltbar ist.

Diese Erscheinung scheint meines Wissens nach noch nicht anerkannt worden zu sein. ZOBRIST und GRUBER ('36, S. 342) haben zwar bei ihrem Verdunstungsversuch mit den in Glaszylinder eingegossenen Agarstücken in Exsikkatoren über zehn verschiedene Schwefellösungen gefunden: „dass für gleiches Sättigungsdefizit mit zunehmender Temperatur die Diffusion sich verringert,“ und zwar „bei einem Temperaturanstieg von 10°......um rund 10 Proz.“ Sie wollten allerdings diese Erscheinung dahin erklären, „dass eine Steigerung der Temperatur eine Veränderung der Gelnatur von Agargallert bedingt, dass Agarmizellen und Hydratationsschalen eine Umlagerung erfahren.“ Soweit es sich um Diffusion innerhalb des Agargallerts handelt, scheint jedoch das Verhalten ganz umgekehrt zu sein. Dass die Verringerung dort nur 10% erreichte, beruht auch wohl darauf, dass die Wärmezufuhr aus der nicht verdunstenden Fläche das Wärmegleichgewicht früher erreichen lässt als bei den allseits verdunstenden Körpern (vgl. VII).

Fast alle Verdunstungsformeln enthalten das Glied des Sättigungsdefizits oder des Dampfdruckgefälles, aber keine Angabe betreffs der absoluten Höhe der Lufttemperatur, obschon diese bereits seit LEISLIE (1813) erkannt worden zu sein scheint. Denn dieser Autor bemerkte, als er sich bemühte an seinem Differentialthermometer eine Teilung anzubringen, „dass eine solche Teilung nur für eine bestimmte Lufttemperatur gültig sein könne“ (zit: BONGARDS, '26, S. 133), was sich auch aus der Tabelle des stehenden Psychrometers wohl erkennen lässt. Beim Aspirationspsychrometer ist indessen die absolute Höhe der Lufttemperatur praktisch ohne Wirkung (§ 60).

Was zuletzt die Beziehung zwischen der Verdunstungsmenge und der P.-D. anlangt, so ist die erstere der letzteren fast proportional wie bei 20°, nur das Verhältnis ist etwas grösser als im letzteren Fall; es übertrifft nämlich ψ_1, bei 30° um etwa 6% und ψ um 9%. Dass die Zunahme von ψ eine grössere ist als die von ψ_1, beruht hier darauf, dass der Längenexponent n bei 30° grösser ist als bei 20°. Ähnliche Verhältnisse gibt es auch immer bei anderen Orientierungen der Verdunstungsfläche, weil die Abkühlung der verdunstenden Fläche bei 30°, wie wir später bei horizontalen Scheiben sehen werden (VIII B), bei gleicher P.-D. etwas stärker als bei 20° ist, wodurch der Dampfkonzentrationsgradient steiler gemacht wird.

Dass die Verdunstungsgrösse in Bezug auf die P.-D. im Vergleich bei 20° keinen nenneswerten T E W G aufweist, beruht darauf, dass die

Psychrometerkugel ebenfalls ein Verdunstungskörper von kleiner Wärmekapazität ist wie die Pappe selbst.

Nach allem ist also ersichtlich, dass ψ und ψ_1 anders als bei α oder β durch die Lufttemperatur weit weniger beeinflusst werden, und dass ihre Veränderung fast linear, und nicht exponential wie bei k und α vor sich geht. In praktischer Hinsicht ist also die P.-D. sehr geeignet als Verdunstungsmasstab.

§ 34. Die Verdunstung der verschiedenbreiten Pappstücke und die Randdiffusion

Wir haben bereits gesehen, dass die Verdunstungsgrösse quer zerlegter Pappflächen infolge der Absättigung nach unten abnimmt. Wie wird sich nun aber die Verdunstung in Bezug auf die Flächenbreite verhalten ? Um dies aufzuklären, bediente ich mich der randparaffinierten 5 Pappstücke von 10 cm Länge und 2–10 cm Breite. Sie wurden mittelst Kupferdrähten von 0.4 mm Dicke an der mittleren Höhe des Konvektionskastens senkrecht aufgehängt und zur Verdunstung gebracht. Die Verdunstungsmengen, reduziert auf eine Grundfläche, waren bei einem Versuch wie folgt:

TABELLE 25. Die Verdunstung verschieden breiter Pappstücke (I)
(t 29.88°, f 58.0%, κp 3.33).

Breite (b) cm	2	4	6	8	10
V' g/h	0.179	0.325	0.467	0.603	0.737

Trägt man die Breite als Abszisse und die Verdunstungsgrösse als Ordinate, die Wertpaare ohne Logarithmierung auf, so ordnen sie sich

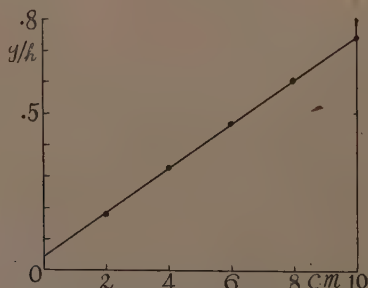


Abb. 86. Die Verdunstungsgerade der vertikalen, verschieden breiten Platten.

fast geradlinig an, wie Abb. 86 es veranschaulicht. Die Verdunstungsmenge in Bezug auf die Breite ist demnach nicht exponential wie bei der Länge in vertikaler Richtung. Es ist aber merkwürdig, dass die Ver-

dunstungsgerade nicht durch den Nullpunkt geht, sondern die Ordinatenachse etwas höher schneidet. Die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt folgnde Formel:

$$V' = 0.044 + 0.070\, b \text{ g/h}\cdot 10 \text{ cm } l$$

oder $$V = 12.22 + 19.36\, b\ \gamma/\text{sec}\cdot 10 \text{ cm } l.$$

Man sieht nämlich, dass die Gerade die Längsachse an der Höhe von 0.044 g schneidet; oder mit γ ausgedrückt, nebst der Verdunstung von 19.36 γ pro Grundfläche von 1 cm Breite $\times$ 10 cm Länge gibt es noch eine übermässige Verdunstung von 12.22 γ, und zwar bei allen Stücken gleich.

Die Ursache dieser übermässigen Verdunstung ist in einer Randdiffusion zu suchen, denn der Diffusionsraum des Wasserdampfs ist nicht allein über der Grundfläche beschränkt, sondern wird, soweit ein Gefälle vorhanden ist, an beliebigen Richtungen ermöglicht, und alle Stücke hier haben je zwei paraffinierte Ränder von 10 cm Länge und 0.25 cm Dicke. Es ist also ersichtlich, dass aus vier Längskanten jedes Pappstücks je eine Randdiffusion von 6.11 γ Wasserdampf stattfindet.

Es gibt zwar noch Randdiffusionen an den oberen und unteren Rändern (sowie schräg auswärts der vier Kanten), sie sind aber in die Verdunstungsmenge von 19.36 b eingeschlossen und hier nicht trennbar. Bei der abgeteilten Verdunstung ist dies die Ursache für die übermässige Verdunstung der Teilstücke I und V (§ 25, Tab. 16).

Wenn wir diese letzt erwähnte Extraverdunstung ohne Absonderung in die Flächenverdunstung einschliessen, so lässt sich die Verdunstung verschieden breiter Pappstücke als Ganzes mit folgender Formel ausdrücken:

$$V = R + F b \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (25)$$

worin R die Randdiffusion und F die Grundflächenverdunstung bedeuten.

Weil hier die Flächenverdunstung pro 1 cm Breite 19.36 γ ist, so beträgt die Randdiffusion 63.2% der ersteren und diese entspricht einer Verdunstungsmenge von etwa 0.62 cm Breite der Grundfläche, trotzdem die Dicke des Pappstücks durchschnittlich 2.5 mm misst. Die Randdiffusion ist hier also $0.632 \times \frac{10}{2.5} = 2.52$ mal so gross wie die Grundflächenverdunstung. Dies beruht vermutlich darauf, dass der Frontraum über dem Rand weit grösser verdunstet als der der Grundfläche. Falls das Pappstück noch dicker wäre, so müsste die Randdiffusion auch noch mehr zunehmen, wenngleich die relative Verdunstung mit zunehmender Dicke immer abnehmen wird.

Wie wird nun sich die Randverdunstung verhalten, falls die Ränder nicht paraffiniert werden? Um dies zu entscheiden, wurde eine Serie

von 5 Stücken wie oben am Rand paraffiniert, während eine andere nackt blieb; beide Serien wurden gleichzeitig zur Verdunstung gebracht. Die Resultate waren wie folgt (t 20.07°, f 70.4%, $\kappa\rho$ 1.26):

Randparaffinierte Reihe $V = 5.92 + 8.29\ b$ γ/sec·10 cm l

Nackte Reihe $V = 7.22 + 8.28\ b$ „

Die Flächenverdunstung dieser zwei Serien war fast gleich und das Verhältnis der Randdiffusion zwischen der paraffinierten und der unparaffinierten Reihe betrug 5.92:7.22 = 1:1.22 = 0.82:1. Es ist also ersichtlich, dass die Randverdunstung durch Paraffinierung nur 18% vermindert wird; mit anderen Worten, das Vorhandensein des Randfrontraums führt eine übermässige Verdunstung der Grundfläche herbei, gleichviel ob der Rand bedeckt ist oder nicht, allerdings mit einer Differenz von 18%. Dass die Verdunstung vom nackten Rand nicht merklich zunimmt, beruht wohl darauf, dass der Randraum hauptsächlich durch den Dampf aus der Grundfläche erfüllt wird.

Wie weit wird nun der Randbezirk der Grundfläche an der Verdunstung beteiligt sein? Um dies weiter zu verfolgen, habe ich nebst der 5 randparaffinierten Pappstücken von 2–10 cm noch zwei weitere Stücke von 1 und 0.5 cm Breite gleichzeitig geprüft. Die folgenden Daten sind das Ergebnis dieser Versuche.

TABELLE 26. Die Verdunstung verschieden breiter Pappstücke (II) (t 29.65°, f 69.8%, $\kappa\rho$ = 2.40).

Breite cm	0.5	1	2	4	6	8	10
Verdunstungsmenge	0.055	0.077	0.122	0.218	0.306	0.405	0.478
nach der Formel berechnet	0.056	0.079	0.124	0.215	0.305	0.396	0.486
Differenz	−0.001	−0.002	−0.002	+0.003	+0.001	+0.011	−0.008

Die Verdunstungsformel lautet:

$V' = 0.0334 + 0.0453\ b$ g/h·10 cm l

$V = 9.28 + 12.59\ b$ γ/sec· „

Wie die Daten zeigen, ist entweder die Grundflächen- oder die Randverdunstung selbst bei 0.5 cm Stück ganz dieselbe wie bei breiteren. Obwohl ich noch schmälere Stücke nicht geprüft habe, lässt sich doch vermuten, dass die Randverdunstung, soweit die Grundflächenrahmen rechts und links je 0.25 cm breit sind, in ganz gleicher Weise stattfindet. Vielleicht scheint überhaupt nur eine 1–2 mm Kantenstrecke an der Randdiffusion beteiligt zu sein.[1]

(1) Da bei der Verdunstung von vertikalen Flächen der Längenexponent um 0.78 schwankt, während die Breitenwirkung sich fast linear verhält, so sollte der Flächenexponent F^m bei der vertikalen Lage um 0.78+1.00=1.78 variieren.

Soweit die beiderseitige Verdunstung in Bezug auf die Breite. Wie wird sich nun aber die Randverdunstung verhalten, wenn die Verdunstung auf eine Seite der Grundfläche beschränkt ist? Um dies Verhältnis auseinanderzusetzen, wurde die eine Serie von 5 Pappstücken auf einer Seite sowie an den Rändern paraffiniert und mit einer anderen beiderseitig verdunstenden Serie verglichen. Das Ergebnis war wie folgt:

TABELLE 27. Vergleich der ein- resp. beiderseitigen Verdunstung verschieden breiter Pappstücke (t 20.05°, f 66.3%, $\kappa\rho$ 1.44).

Breite cm	2	4	6	8	10
a) Einseitige Verdunstung g/h	0.132	0.213	0.298	0.379	0.459
b) Beiderseitige Verdunstung, reduziert auf eine Fläche	0.097	0.171	0.239	0.311	0.389

Die Verdunstungsformeln sind danach:

Einseitige Verdunstung: $V = 6.97 \times 2 + 11.39\, b\ \gamma/\text{sec}\cdot 10\ \text{cm}\ l$

Beiderseitige Verdunstung: $V = 3.36 \times 2^{(1)} + 10.06\, b$,,

Die Randverdunstung von je einem Seitenrand ist demnach bei der einseitigen Verdunstungsfläche mehr als doppelt so gross als bei der beiderseitigen. Wenn also die Verdunstung an der Rückseite verhindert wird, so wird die Randverdunstung fast doppelt so stark befördert, aber nicht in grösserem Masse als der Dampfhunger an der Rückseite dadurch erleichtert wird. Dies beruht ohne Zweifel darauf, dass die Diffusion nur an derjenigen Stelle beschleunigt wird, wo der Dampfgradient noch steil ist wie nah an der verdunstenden Fläche, während dort, wo kein nennenswerter Gradient vorhanden ist wie an der Rückseite, dieselbe nicht merklich vonstatten geht.

Sehr merkwürdig ist aber der Umstand, dass die Grundflächenverdunstung der einseitigen Stücke etwa 13% stärker ist als die der beiderseitigen (11.39:10.06). Dies beruht aber nicht auf dem Raumverhältnis der Diffusion, sondern auf der Wärmezufuhr aus der Rückseite, wie wir bald sehen werden.

Nach allem lehrt uns die Verdunstung von verschieden breiten Flächen: 1) Dass die Diffusion des vertikal gehängten Pappstücks unter der absteigenden Konvektion nicht nur über der Grundfläche, sondern auch an den Rändern stattfindet; 2) dass die Randverdunstung die Flächenverdunstung flächenrelativ weit übertrifft; 3) dass bei der einseitigen Verdunstung der gequollenen Pappe von 2.5 mm Dicke die Randdiffusion etwa doppelt so stark wird; 4) dass die Verdunstung aus der

(1) Der Dampf der Randverdunstung eines einzelnen Randes (6.72 γ/sec) kommt von den beiden Grundflächen.

nackten Randfläche selber weit geringer ausfällt als die der Grundflächenkante; 5) dass bei der einseitigen Verdunstungsfläche die Verdunstungsgrösse infolge der Wärmezufuhr aus der Rückseite die der beiderseitigen flächenrelativ weit übertrifft.

Sofern die Verdunstung der verschieden breiten, gleich langen Pappstücke. Wie wird nun aber die einseitige Verdunstung sich bei der quer zerlegten Verdunstungsfläche verhalten?

VII. Die einseitige, vertikale Verdunstung

§ 35. Vorversuche über die einseitige, abgeteilte Verdunstung mit oder ohne Kupferplatte an der Rückseite im Vergleich mit der beiderseitigen Verdunstung

Wir haben eben gesehen, dass die einseitig paraffinierten Pappstücke flächenrelativ mehr verdunsten als die beiderseitigen. Wie wird nun die Einseitigkeit der Evaporationsflächen sich bei der abgeteilten Verdunstung verhalten?

Um dies näher zu verfolgen, habe ich zuerst bei zwei Serien von zerlegten Pappstücken, von denen eine einseitig paraffiniert wurde, einen Versuch gemacht. Die gesamten Verdunstungsgrössen von beiden, bezogen auf die einseitige Flächen, waren wie folgt:

TABELLE 28. Vergleich der beiderseitigen Verdunstung mit der einseitigen (t 30.01°, Δt 3.04°, f 74.7%, $\kappa\rho$ 2.03).

Fläche	V′ g/h	*k*	α	*n*	*i*	β
a (beiderseitig ×½)	0.394	1.77	0.87	0.78	1.39	0.68
b (einseitig)	0.538	2.49	1.22	0.77	1.92	0.94
Verhältnis b/a	1.36	1.41	1.40	—	1.38	1.38

Die einseitige Verdunstung ist hier also 1.36 mal so gross als die beiderseitige.

Es gibt hier zwei Momente, die bei der einseitigen Verdunstung beschleunigend wirken könnten. Eines ist die indirekte Wärmezufuhr aus der Rückseite wie im vorigen Falle; das andere ist die Spaltendiffusion, die durch die Verbindungsstellen aufeinanderfolgender Teilstücke stattfindet, weil die paraffinierten Ränder nicht vollkommen glatt in einander zusammenpassen. In technischer Hinsicht ist es ja äusserst schwer, alle wagerechten Ränder völlig flach zu paraffinieren, und dies macht einen der Verdunstungsfehler aus, durch welchen, zumal bei der einseitigen Verdunstung, die Verdunstungszahlen Schwankungen erleiden.

Um die eben wahrgenommenen zwei Wirkungen auf die Verdunstung — die „Spaltendiffusion“ und die „indirekte Wärmeaufnahme“ — noch näher zu verfolgen, habe ich weiter drei Formen von Verdunstungsflächen vorbereitet. Die eine (a) wurde einseitig paraf-

finiert wie oben, die andere (b) wurde zudem mit einer Kupferplatte von 10 × 10 cm Grösse und 0.4 mm Dicke bedeckt, um damit die Spaltendiffusion zu verhindern. Das Verhältnis der Wärmezufuhr aus der Rückseite erfuhr aber durch diese Einrichtung eine Modifikation, weil die Kupferplatte einerseits wegen des starken Wärmeleitvermögens die Temperaturverteilung an der Rückseite oben und unten viel gleichmässiger macht und anderseits die Wärmeabgabe an die Pappstücke durch die zwischen dieser und der dem Paraffinüberzug fleckenweise befindlichen Luftschicht mehr oder minder verhindert wird. Ich liess deshalb weiter eine unzerlegte, 10 × 10 cm grosse, einseitig paraffinierte Pappfläche (c) als Kontrolle verdunsten, um damit das Wärmeleitverhältnis desselben mit dem der rückenbedeckten zu vergleichen. Die Ergebnisse von drei Versuchen waren wie folgt:

TABELLE 29. Einseitige Verdunstungen mit oder ohne Kupferplatte und Spalte.

Nr. d. Vers.	1			2			3		
t	29.95°			29.97°			29.99°		
Δt	4.29°			2.68°			1.75°		
f (%)	65.8			77.4			84.8		
$\kappa\rho$	2.74			1.82			1.01		
Fläche	a	b	c	a	b	c	a	b	c
V′ g/h	0.8562	0.7546	0.8058	0.5344	0.4518	0.4784	0.3630	0.3000	0.3132
Verhältnis	100	88.1	94.1	100	84.5	89.5	100	82.6	86.3
k	3.48	3.75	(3.48)	2.26	2.32	(2.26)	1.44	1.47	(1.44)
α	1.27	1.37	(1.27)	1.24	1.28	(1.24)	1.43	1.46	(1.43)
n	0.82	0.73	(0.79)	0.81	0.72	(0.76)	0.83	0.74	(0.77)
i	2.86	2.74	(2.76)	1.82	1.66	(1.72)	1.20	1.08	(1.11)
β	1.04	1.00	(1.01)	1.00	0.91	(0.95)	1.19	1.08	(1.10)

Bei der nicht zerlegten Fläche (c) ist natürlich die Verdunstungsverteilung nicht direkt messbar. Da jedoch die Verdunstung der obersten 1 cm Strecke bei (a) und (c) nicht wesentlich verschieden sein kann, so lässt sich der Längenexponent von (c), sofern die Verdunstungsmenge der gesamten Fläche bekannt ist, durch Rechnung erhalten; denn in der Formel: $V = k\, l^n$ sind hier alle Glieder ausser n bekannt.(1) Die dadurch bekommenen Konstanten von (c), die Randverdunstung abgezogen, wurden in der Tabelle eingeklammert gezeigt.

Vergleichen wir zuerst die gesamte Verdunstungsmenge, so ist sie bei (a) am grössten und bei (b) am geringsten. Im Durchschnitt von drei Versuchen verhielten sie sich wie 100:85.1:90.0. Es ist also ersichtlich, dass die Verhinderung der Spaltendiffusion 10% Abnahme der Verdunstung und die Rückenbedeckung mit der Kupferplatte weiter 5% Abnahme herbeigeführt hat.

(1) $n = \dfrac{\log V - \log k}{\log l}$

Vergleichen wir nun die logarithmischen Verdunstungsgeraden, z.B. von Versuch 2 (Abb. 87), so zeigen sie in Neigung und Höhe einen merklichen Unterschied. Am oberen Teil der Fläche ist die Verdunstung von (b) etwas grösser, während sie stromab eine Abnahme erfährt, sodass entweder n oder i und β denjenigen der unbedeckten (a) weit zurückstehen.

Warum wird nun die Verdunstung von der durch die Kupferplatte bedeckten (kurz „kupferbedeckten“) Pappe stromab verringert? Erstens könnte man denken, dass die Verhinderung der Spaltendiffusion mehr oder minder eine stärkere Absättigung nach unten herbeiführt. Der Betrag kann jedoch nicht sehr gross sein, denn selbst bei der beiderseitigen Verdunstung, wo ebenfalls keine Spaltendiffusion stattfindet, beträgt der

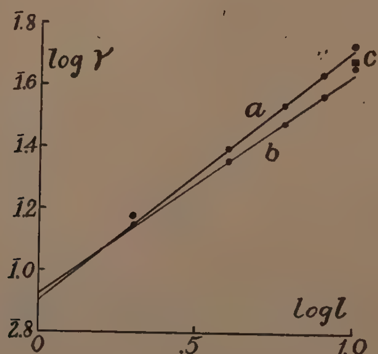


Abb. 87. Die logarithmierten Verdunstungsgeraden der einseitig verdunstenden Platten mit oder ohne Kupferplatte am Rücken. a ohne, b mit Kupferplatte, c (shwarzes Viereck) Kontrollversuch mit einer unzerlegten Platte ohne Kupferplatte.

Exponent n bei 30° durchschnittlich 0.80 (§ 33) und hier bei (a) ist der Wert ungeachtet der Spaltendiffusion im Mittel 0.82, während er bei der kupferbedeckten Pappe (b) nur 0.73 beträgt. Das Hauptmoment der Verminderung muss mithin in einem anderen Umstand liegen.

Es ist nämlich das starke Wärmeleitvermögen der Kupferplatte, welches im Wesentlichen die Exponentenabnahme herbeiführt, denn die Temperaturverteilung an der Kupferplatte selber soll durch lebhafte innere Leitung viel gleichmässiger werden als bei der benetzten Pappe (§ 26).[1] Die Wärmezufuhr aus der

(1) Die Temperaturverteilung wurde hier nicht gemessen, sie sollte aber im grossen ganzen bei der kupferbedeckten Pappe zwischen derjenigen der beiderseitigen und der einseitigen liegen.

Rückseite bei (b) wird deshalb oben stärker und unten schwächer als bei (a), die Dampfkonzentration an der verdunstenden Fläche wird dadurch auch oben grösser und unten kleiner, sodass die Verdunstung und damit auch der Längenexponent stromab mehr verringert werden müssen als bei (a), wie wir sofort noch näher sehen werden.

§ 36. Die Verdunstung der durch Kupferplatte oder Brett bedeckten, drei- oder vierseitig randgeschützten Pappfläche

a) Die Wirkung der Kupferplatte

Wir haben eben gesehen, dass bei der einseitigen Verdunstung, bei welcher die paraffinierte Fläche ausserdem noch mit einer Kupferplatte bedeckt worden war, der Längenexponent stark verringert wird. Bei der genannten Versuchsanordnung war aber die übermässige Randverdunstung unvermeidlich, so habe ich hier die Verdunstungsfläche mit einer benetzten Pappe dreiseitig geschützt, um damit die Wirkung der Kupferplatte näher zu untersuchen. Zudem wurde ein 20 × 20 cm Pappstück

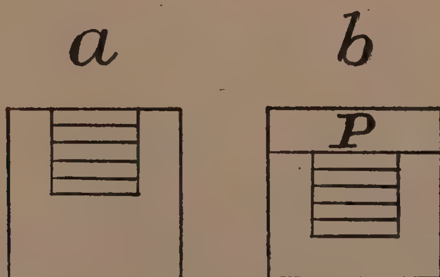


Abb. 88. Die vertikalen, zerlegten Verdunstungssysteme, die drei- (a) resp. vierseitig (b) randgeschützt wurden. P die paraffinierte Platte.

an der oberen Seite 10 × 10 cm breit weggeschnitten, um die Versuchsfläche genau einpassen zu lassen (Abb. 88 a). Sie wurde ebenfalls benetzt und randparaffiniert. Bei der einseitigen Verdunstung wurde ferner die eine Fläche ebenfalls paraffiniert und mit einer Kupferplatte von 20 × 20 cm Grösse und 0.4 mm Dicke bedeckt. Jede Gruppe von Pappstücken wurde mittels zwei Sätzen von geknickten Drähten flach gehalten und aufgehängt. Als Kontrolle wurde anstatt der einseitigen die beiderseitige benutzt, weil diese weit fehlerfreier ist. Drei Versuche wurden durchgeführt, deren Konstanten in der folgenden Tabelle angegeben sind.

TABELLE 30. Vergleich der Verdunstung der kupferbedeckten (a) und der beiderseitigen (b) Flächen, die dreiseitig randgeschützt wurden.[1]

Nr. d. Vers.	1			2			3		
t	29.94°			30.02°			30.03°		
Δt	4.31°			2.07°			1.41°		
f (%)	65.6			82.2			87.7		
κρ	2.74			1.42			0.99		
Fläche	a	b	a/b	a	b	a/b	a	b	a/b
V'g/100 qcm h	0.596	0.526	1.17	0.287	0.245	1.13	0.197	0.166	1.18
k	2.98	2.41	1.24	1.58	1.18	1.35	1.19	0.76	1.52
α	1.09	0.88	1.24	1.11	0.83	1.34	1.21	0.77	1.57
n	0.74	0.78	(0.04)	0.70	0.76	(0.06)	0.66	0.79	(0.13)
i	2.21	1.88	1.18	1.11	0.90	1.23	0.79	0.59	1.33
β	0.81	0.69	1.17	0.78	0.63	1.24	0.80	0.60	1.33
I_{10}	1.22	1.14	1.07	0.55	0.51	1.08	0.36	0.36	1.00

Hier bedeuten a die einseitige, b die beiderseitige Verdunstung bezogen auf eine Fläche, I_{10} die Verdunstungsintensität an der 10 cm Länge (das unterste Ende), und die Zahlen in Klammern die Differenz.

Drückt man die Daten mit Formeln aus, so erhalten wir:

	1	2	3
a	$V = 2.98\, l^{0.74}$	$V = 1.58\, l^{0.70}$	$V = 1.19\, l^{0.66}$
	$I = 2.21\, l^{-0.26}$	$I = 1.11\, l^{-0.30}$	$I = 0.79\, l^{-0.34}$
b	$V = 2.41\, l^{0.78}$	$V = 1.18\, l^{0.76}$	$V = 0.76\, l^{0.79}$
	$I = 1.88\, l^{-0.22}$	$I = 0.90\, l^{-0.24}$	$I = 0.59\, l^{-0.21}$

(1) Die Verdunstungsmenge einzelner Stücke der Plattenreihen und ihre Prozentsätze sind wie folgt:

		1		2		3	
		g/h	%	g/h	%	g/h	%
a	I	0.1830	30.7	0.0962	33.6	0.0686	34.9
	II	.1170	19.6	.0540	18.8	.0388	19.7
	III	.1030	17.3	.0493	17.2	.0324	16.5
	IV	.0988	16.6	.0444	15.5	.0302	15.3
	V	.0940	15.8	.0426	14.9	.0268	13.6
Summe		0.5958	100.0	0.2865	100.0	0.1968	100.0
b	I	0.1516	28.8	0.0727	29.6	0.0480	28.9
	II	.1044	19.9	.0490	20.0	.0329	19.8
	III	.0939	17.9	.0434	17.7	.0300	18.0
	IV	.0900	17.1	.0408	16.6	.0285	17.1
	V	.0859	16.3	.0394	16.1	.0270	16.2
Summe		0.5258	100.0	0.2453	100.0	0.1664	100.0

Bei der kupferbedeckten Reihe ist natürlich die gesamte Verdunstungsmenge merklich grösser als die der beiderseitigen. Dies beruht aber hauptsächlich auf der Verdunstung der oberen Stücke, während die der unteren, besonders bei niedrigerem κρ, rascher abnimmt, bis endlich am untersten Stücke die Verdunstung kaum die Hälfte von der des obersten erreicht, und sogar derjenigen der beiderseitigen gleichkommt. Die Verdunstungsverteilung im Prozentastz ist auch beide Reihen zusammen im Gegensatz zur freirandigen (§ 24) nach abwärts immer kleiner, was ohne weiteres die Wirksamkeit des Randschutzes aufweist (vgl. weiter § 37 a).

Weil hier die einseitige Verdunstung durch eine Kupferplatte rückenbedeckt ist, so nimmt die gesamte Verdunstungsgrösse nicht so viel zu wie bei der unbedeckten einseitigen (§ 35); das Verhältnis a/b beträgt durchschnittlich nur 1.16. Dies Verhältnis ist jedoch nur für die gesamte Fläche gültig, die Verdunstungsverteilung ist hingegen lokal sehr ungleich. Bei der kupferbedeckten Pappe nämlich ist die Verdunstung am oberen Teil der Fläche viel grösser als das eben erwähnte Verhältnis, während sie nach unten rascher abnimmt als bei der beiderseitigen, sodass das Verhältnis a/b entweder in i und I_{10} oder in α und β bedeutende Unterschiede aufweist. Der Längenexponent von a ist daher auch merklich verringert. Besonders interessant ist ferner der Umstand, dass bei niedrigerem S.-D. die Abnahme des Exponenten immer auffälliger ist, sodass die Differenz b—a mit niedrigeren $\kappa\rho$ grösser wird.

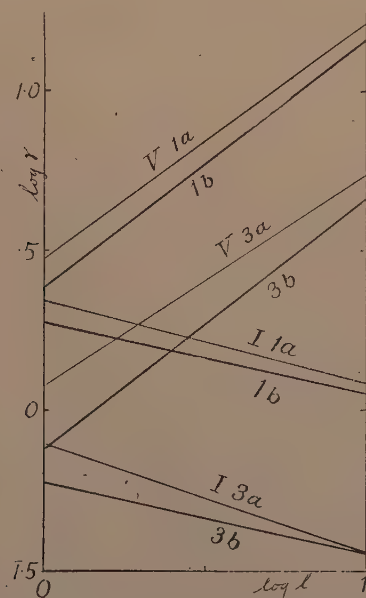


Abb. 89. Die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden der einseitig kupferbedeckten (a, dünne Linie) und der beiderseitigen (b, dicke Linie) Verdunstungsflächen. Hier sind nur Versuch 1 und 3 gezeigt.

Stellt man die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden von Versuch 1 und 3 graphisch dar (Abb. 89), so ist klar ersichtlich, dass die Geraden von a links höher liegen, nach rechts aber sich denjenigen von b nähern. Dies ist bei niedrigerem S.-D. besonders auffällig.

Wie wird aber solches geschehen, trotzdem beiderlei Flächen in demselben Luftraum verdunsten? Da der Unterschied hier nur durch die Rückenbedeckung mit der Kupferplatte verursacht wurde, so dürfen

wir annehmen, dass das Hauptmoment hierfür im Wärmeleitverhältnis der Verdunstungsfläche liegt.

Es gibt bei der einseitigen Verdunstung zwei Wege der Wärmezufuhr. Nebst der direkten Wärmeaufnahme aus der Verdunstungsfläche selbst gibt es eine indirekte Wärmeaufnahme aus dem Rücken. Man kann nun die indirekte Wärmeaufnahme beim kupferbedeckten Verdunstungssystem in drei Phasen einteilen. Zuerst wird die Wärme von der Aussenluft nach der Kupferplatte hin geführt, dann wird diese teils direkt zu der Pappe, teils aber in die Kupferplatte selbst geleitet, endlich wird die Wärme überall nach der Pappe abgegeben, um die Verdampfungswärme vom Rücken teilweise auszugleichen.

Da nun aber die Kupferplatte viel schneller die Wärme leitet als die dahinter befindlichen Luft- (wenngleich nur fleckenweise vorhanden) und Paraffinschichten, so wird die Temperaturverteilung in der Kupferplatte grossenteils ausgeglichen und erst dann wird die Wärme an die Pappe geleitet, sodass der obere Teil der Verdunstungsfläche mehr Wärme aufnimmt als bei der beiderseitigen, während der untere Teil dementsprechend in Bezug auf die Wärmeaufnahme nachsteht.

Es ist ferner der Umstand beachtenswert, dass mit der Temperaturveränderung der verdunstenden Fläche das autokonvektive Stromfeld an der Fläche eine sekundäre Modifikation erfährt, und dies wirkt auf die Wärmezufuhr aus der Rückseite im entgegengesetzten Sinne ein. Wenn nämlich die Verdunstungsfläche eine Verminderung der Temperatursenkung erfährt, so wird der Stromgradient, und damit auch der Dampfkonzentrations- und der Temperaturgradient über der Fläche, vermindert. Die direkte Wärmeaufnahme der Verdunstungsfläche selber wird dadurch auch vermindert. Dies ist besonders am unteren Teil des Stromfeldes, wo die Schnellschicht sonst viel wirksamer werden sollte, der Fall, während am oberen Teil, wo die Strömung eben im Anfang ist, der Wärme- und Dampfaustausch hauptsächlich durch die primäre Wirkung der Konvektion bestimmt wird.

Es sei noch darauf aufmerksam gemacht, dass die Abnahme der maximalen Dampfkonzentration zu der Temperatursenkung nicht proportional geht und ausserdem je nach der Temperaturhöhe verschieden ist. Und je grösser die Konzentrationsabnahme ist, desto früher wird das Wärmegleichgewicht erreicht (§ 33). Ebenso improportional ist auch die Zunahme des Geschwindigkeitsgradienten in Bezug auf die Temperaturdifferenz, der Gradient wächst nämlich desto mehr, je grösser die Differenz ist (§ 9). Jedenfalls ist eine Proportionalität der Verdunstungsverteilung bei verschiedenen Temperaturen und Feuchtigkeiten nicht zu erwarten.

Wenngleich wir noch nicht näher wissen, wie die Wärmewirkung aus dem Rücken und der Stromgradient an der Verdunstungsfläche ineinander greifen — wir müssen in Bezug hierauf dem Physiker die Erklärung überlassen —, so können wir

doch mit Sicherheit annehmen, dass unsere Ergebnisse an der Verdunstungsverteilung die genannten Wirkungen wohl wiederspiegelt.

Das bei niedrigem κp die Verdunstung am unteren Teil des kupferbedeckten Verdunstungssystems stark vermindert wird, ist nach allem so zu erklären, dass erstens, je geringer die Abkühlung der Verdunstungsfläche ist, desto mehr Wärme durch die Kupferplatte aufwärts geleitet wird, wie diese durch die Paraffinschicht transversal nicht leicht zur Pappe geliefert werden kann; dass zweitens, mit Verminderung der Abkühlung die autokonvektive Schnellschicht sich mehr oder minder von der Verdunstungsfläche zurückzieht, sodass der Dampfkonzentrationsgradient, also auch die Verdunstung, nicht so verstärkt wird, wie man aus der Psychrometerdifferenz erwarten darf. Bei starkem κp, also bei starker Abkühlung, wird hingegen die aufwärts gerichtete Wärmeleitung durch die transversale Leitung mehr ersetzt, ferner die Stromstärke nicht sehr verringert, sodass die Verdunstungsverteilung derjenigen der beiderseitigen näherkommt.

b) Die Wirkung des Bretts

Weil die Kupferplatte die Wärme lebhaft leitet, so habe ich diesmal vergleichshalber eine Verdunstungsfläche, deren Rückseite mit einem

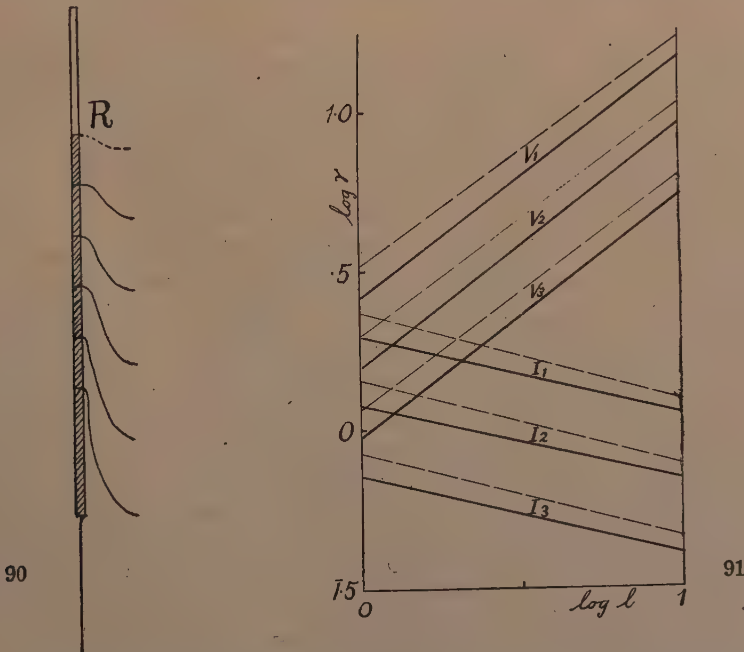


Abb. 90. Die mutmasslichen Diffusionsbezirke einzelner nasser Stücke der zerlegten, vertikalen Flächen in Profilstellung. R der überschüssige Diffusionsraum des obersten Stücks.

Abb. 91. Die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden der einseitig brettbedeckten (gestrichelt) und der beiderseitigen Verdunstungsflächen.

Auslegebrett von 6 mm Dicke und 20 × 20 cm Grösse bedeckt war, vorbereitet und mit der beiderseitigen Verdunstung verglichen. Hierbei

wurde ferner der obere Rand der Verdunstungsfläche mit einem paraffinierten Pappstück von 20 × 5 cm Grösse bedeckt, um damit die übermässige Verdunstung möglichst zu verhindern (Abb. 88 b, P). Die Randdiffusion von Platte I wurde indessen selbst bei dieser Einrichtung nicht völlig ausgeschlossen, denn es bleibt schräg über der oberen Kante ungeachtet der absteigenden Konvektion noch ein Raum übrig (Abb. 90 R).

Drei Versuche bei 20° und unter verschiedenen $\kappa\rho$ zeigten die in Tabelle 31 angegebenen Konstanten, wobei a die brettbedeckte, b die beiderseitige Pappe bedeutet. Abb. 91 zeigt die logarithmischen Verdunstungs- und Intensitätsgeraden.

Wie man sieht, sind die Geraden von den beiderlei Verdunstungen fast pararell, nur die der brettbedeckten Pappe sind stets grösser als die der beiderseitigen. Das Verhältnis a/b ist sich auch nicht nur bei k und α, sondern auch bei i, β und I_{10} fast ähnlich, sodass die Abnahme von n bei der brettbedeckten Pappfläche nur 0.02–0.04 beträgt.

Dass die beiderlei Verdunstungen sich so ähnlich verhalten, deutet darauf hin, dass die Wärmeleitung im Brett aufwärts nicht lebhaft ist, sodass die dadurch erfolgte Verdunstung der der beiderseitigen Fläche an ihrer Verteilung fast ähnelt, nur dass die absolute Grösse der Verdunstung bei der einseitigen diejenige der beiderseitigen übertrifft.

TABELLE 31. Vergleich der Verdunstung der brettbedeckten (a) und der beiderseitigen (b) Flächen, die vierseitig randgeschützt wurden.

Nr. d. Vers.	1			2			3		
t	19.95°			19.98°			20.00°		
Δt	4.77°			3.16°			1.84°		
f (%)	55.1			68.4			81.0		
$\kappa\rho$	1.92			1.35			0.81		
Fläche	a	b	a/b	a	b	a/b	a	b	a/b
V'g/100 qcm h	0.612	0.528	1.16	0.379	0.328	1.16	0.225	0.195	1.15
k	3.28	2.60	1.26	1.98	1.57	1.26	1.16	0.95	1.22
α	1.71	1.36	1.26	1.47	1.17	1.26	1.43	1.18	1.21
n	0.71	0.75	(0.04)	0.72	0.76	(0.04)	0.73	0.75	(0.02)
i	2.34	1.95	1.20	1.43	1.20	1.19	0.85	0.72	1.18
β	1.22	1.02	1.20	1.06	0.89	1.19	1.05	0.89	1.18
I_{10}	1.21	1.10	1.10	0.76	0.69	1.10	0.45	0.41	1.10

c) Vergleichsversuch von mit Kupferplatte bzw. Brett bedeckten Pappfläche

Wie wir eben gesehen haben, leiten die Kupferplatte und das Brett die Wärme in ungleichem Verhältnis. Es ist also lehrreich, diese zwei

Verdunstungssysteme gleichzeitig zu vergleichen. Die Verdunstungsflächen wurden hier ebenfalls vierseitig randgeschützt. In Tabelle 32 sind die Ergebnisse von 3 Versuchen bei 20° angegeben, worin a die brett- und b die kupferbedeckte Fläche bedeutet. Die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden sind aus Abb. 92 ersichtlich.

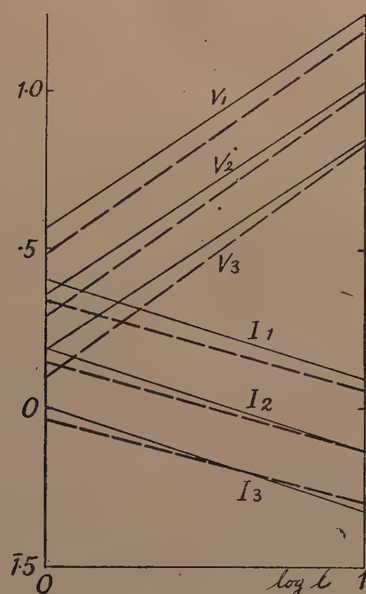


Abb. 92. Die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden der einseitig mit Brett (dünn ausgezogene Linie) resp. Kupferplatte (dick gestrichelte Linie) bedeckten Verdunstungsflächen.

Tabelle 32. Die einseitige Verdunstung der mit Brett (a) resp. Kupferplatte (b) rückwärtsbedeckten Flächen.

Nr. d. Versuche	1			2			3		
t	20.02°			20.03°			20.01°		
Δt	4.76°			3.10°			2.06°		
f (%)	55.2			69.2			78.7		
κρ	1.92			1.34			0.91		
Fläche	a	b	b/a	a	b	b/a	a	b	b/a
V'g/100 qcm h	0.572	0.641	1.12	0.368	0.389	1.06	0.247	0.254	1.03
k	3.05	3.66	1.20	1.94	2.26	1.16	1.26	1.52	1.21
α	1.59	1.91	1.20	1.46	1.69	1.16	1.34	1.67	1.25
n	0.72	0.69	(0.03)	0.72	0.68	(0.04)	0.74	0.67	(0.07)
i	2.18	2.52	1.16	1.40	1.54	1.10	0.93	1.02	1.10
β	1.14	1.31	1.15	1.05	1.15	1.10	1.01	1.11	1.10
I_{10}	1.14	1.23	1.08	0.74	0.74	1.00	0.50	0.47	0.94

Die gesamte Verdunstung sowie alle Konstanten mit Ausnahme von n sind hier bei der kupferbedeckten grösser als bei der brettbedeckten. Bei kleinem $\kappa\rho$ wird aber die Differenz als Ganzes immer kleiner, wenngleich mit einigen Unregelmässigkeiten. Besonders merkwürdig ist die Intensität am unteren Ende (I_{10}), diese ist nämlich bei der kupferbedeckten bei kleinem $\kappa\rho$ kleiner als bei der brettbedeckten Platte. Der Längenexponent der ersteren wird mithin bei geringerem S.-D. viel kleiner als derjenige der letzteren. In blosser Hinsicht scheint es widersprechend, dass bei der kupferbedeckten Fläche, trotz lebhafter Wärmeleitung die Verdunstung am unteren Teil derjenigen der brettbedeckten Pappe nachsteht, obschon die zugeführte Wärme grossenteils aufwärts geleitet wird. Wenn man sich aber einmal daran errinnert, dass das autokonvektive Stromfeld durch Verminderung der Abkühlung den Gradienten der Dampfkonzentration weniger steil werden lässt, wodurch auch die direkte Wärmeaufnahme vermindert wird, so darf man mit Recht annehmen, dass hier die Abnahme der Wärmezufuhr durch Ausweichen der Schnellschicht an der verdunstenden Seite die Wärmezufuhr von der Rückseite übertroffen hat. Dass bei der kupferbedeckten der Längenexponent stets vermindert wird, ist teils diesem Umstand zuzuschreiben.

d) Die Wirkung der Lufttemperatur auf das einseitige, kupferbedeckte Verdunstungssystem

Oben haben wir gesehen, dass bei niedrigem $\kappa\rho$ die Verdunstung der kupferbedeckten Fläche am unteren Teil stark vermindert wird, dass

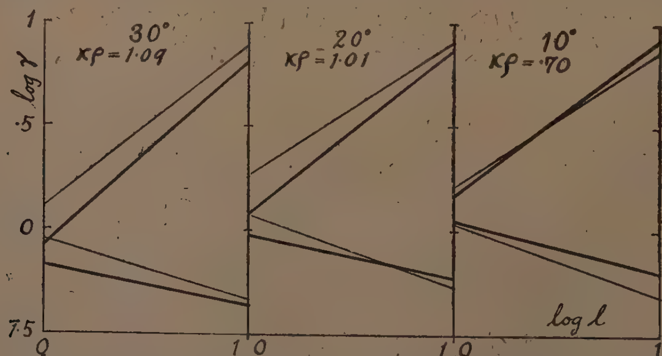


Abb. 93. Die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden der einseitig kupferbedeckten (dünne Linie) und der beiderseitigen Verdunstungsflächen (dicke Linie) bei 3 Stufen der Lufttemperaturen.

damit auch der Längenexponent merklich kleiner wird im Vergleich mit der beiderseitigen Verdunstung. Weil nun diese Verminderung mit der des Abkühlungsgrades zusammenhängt, so ist es auch interessant zu untersuchen, wie das Verhalten bei ungleichen Lufttemperaturen ist.

Bei diesen Versuchen wurde anstatt der randgeschützten Pappe eine Kupferplatte von 20 × 20 cm Grösse und 0.4 cm Dicke, die beiderseitig 5 cm senkrecht nach oben aufgebogen ist, verwendet, um die seitliche Diffusion zu verhindern. Den fünf zerlegten Pappstücken wurden oben zwei paraffinierte Stücke und unten drei benetzte hinzugefügt.

Die Protokolle hier wurden unter vielen Versuchen, die im üblichen Versuchszimmer ausgeführt wurden, ausgewählt, daher waren die Lufttemperaturen den Abstufungen von 10°, nämlich 10° :20° :30° nicht genau entsprechend, die Angaben sind jedoch sehr lehrreich, um die Temperaturwirkungen auf die Verdunstung klarzustellen. Tabelle 33 und Abb. 93 veranschaulichen die Ergebnisse dar.

TABELLE 33. Die Verdunstung der einseitig-kupferbedeckten (a) und der beiderseitigen (b, bezogen auf eine Fläche) Pappe bei verschiedenen Temperaturen.

Nr. d. Vers.	1			2			3		
t	29.90°			20.06°			10.61°		
Δt	1.55°			2.29°			2.23°		
f (%)	86.4			76.4			68.9		
κp	1.08			1.01			0.70		
Fläche	a	b	a/b	a	b	a/b	a	b	a/b
V g/100 qcm h	0.247	0.201	1.23	0.305	0.280	1.09	0.215	0.243	0.88
k	1.28	0.83	1.54	1.82	1.18	1.55	1.63	1.47	1.10
α	1.19	0.77	1.55	1.80	1.18	1.53	2.35	2.11	1.11
n	0.70	0.81	(0.11)	0.65	0.80	(0.15)	0.66	0.76	(0.10)
i	0.91	0.67	1.36	1.18	0.95	1.24	1.07	1.11	0.96
β	0.84	0.62	1.35	1.17	0.94	1.24	1.54	1.60	0.96
I_{10}	0.46	0.43	1.07	0.53	0.60	0.88	0.49	0.63	0.78

Beim beiderseitigen Verdunstungssystem sind die Verdunstungs- und Intensitätsgeraden (dicke Linien) mit niedrigerer Temperatur ungeachtet des kleineren κp immer höher gestellt, daher weisen auch α und β einen grösseren Wert auf. Der Temperatureffekt auf das Wärmegleichgewicht der Verdunstungsfläche (T E W G) ist hier also, wie wir bereits gesehen haben (§ 33) auch deutlich.

Beim kupferbedeckten System ist nun die Verdunstung bei höherer Temperatur grösser als die der beiderseitigen. Mit Absinken der Temperatur wird sie aber derjenigen der letzteren immer ähnlicher und bei 10° kreuzen sich die Verdunstungsgeraden wegen ungleicher Exponenten miteinander und die Intensitätsgerade der ersteren kommt unter die der letzteren zu liegen. Das Verhältnis a/b von i, β und I_{10} nimmt also mit der Temperatursenkung mehr und mehr ab.

Bei der beiderseitigen Verdunstungsfläche war hier die Abkühlung bei niedrigerer Temperatur, wie Δt des Psychrometers es beweist, relativ grösser als bei höherer Temperatur, während bei der kupferbedeckten

infolge Wärmezufuhr aus dem Rücken das Wärmegleichgewicht früher erreicht wurde, sodass die Verdunstung auch kleiner blieb als bei der beiderseitigen.

Es ist also ganz erstaunlich, wie verwickelt das Wärmegleichgewicht sich im autokonvektiven Stromfeld auswirkt und mit dem Aufbau des verdunstenden Systems zusammengreift. Man kann also die Verdunstungsgrösse durch meteorologische Daten allein oder ohne nähere Kenntnis des Wärmeverhältnisses kaum abschätzen.

Soweit die vertikalen, einseitigen Verdunstungen mit verschiedenen Wärmeleitungszuständen aus dem Rücken im Vergleich mit der beiderseitigen. Diese Versuche lehren uns, dass selbst wenn Form und Raumorientierung der benetzten Pappfläche dieselbe sind, die flächenrelative Verdunstung je nach den Wärmeleitungsverhältnissen nicht nur in ihrer gesamten Grösse, sondern auch an einzelnen Stellen verschieden ausfällt. Besonders, wenn die Rückenseite mit einer Kupferplatte bedeckt ist, wirkt die innere Wärmeleitung in der Platte auf den oberen Teil der Verdunstungsfläche beschleunigend und auf den unteren Teil dementsprechend hemmend ein, sodass der Längenexponent eine merkliche Abnahme erfährt. Dies ist besonders bei niedrigem $\kappa\rho$, wo die Verdunstungsabkühlung geringer ist, der Fall. Bei höherem $\kappa\rho$ wird hingegen die Verdunstungsverteilung mehr und mehr der beiderseitigen ähnlich (Abb. 89). Ist nun die Lufttemperatur verschieden, so wird die Verdunstungsgrösse der kupferbedeckten Pappe, je niedriger die Temperatur ist, desto ähnlicher wie die der beiderseitigen Verdunstungsfläche (Abb. 93).

Wäre die Wärme nicht von der Rückseite hergeleitet werden, so sollte natürlich die Verdunstungsmenge genau die Hälfte der beiderseitigen Verdunstung erreichen. Wäre hingegen die Wärme ohne nennenswerten Widerstand vom Rücken zugeführt worden, so sollte die Verdunstung fast doppelt so gross werden, natürlich mit Abnahme des Exponenten, weil die konvektive Strömung nach unten schwächer wird. Die benetzte Pappe als Verdunstungsfläche, sei es nur mit Paraffinschicht, oder noch mit Kupferplatte oder Brett bedeckt, stellt alle Übergangsfälle der oben genannten zwei Fälle dar.

Bei der beidersetigen Verdunstung stellt der Längenexponent der Verdunstungsintensität n-1 den Absättigungsgrad nach unten hin dar (§ 25 e), bei der einseitigen hat aber die indirekte Wärmezufuhr auch Anteil daran. *Streng genommen, ist also n-1 nicht bloss als Absättigungsindex zu betrachten, sondern stellt den Index der Gradientenabnahme längs der Verdunstungsfläche dar.*

Nach allem ist bei der einseitigen Verdunstung ihr Zusammenhang mit den meteorologischen Faktoren wegen der je nach dem Aufbau des verdunstenden Systems verschiedenen, indirekten Wärmeaufnahme, weitaus mittelbarer. In dieser Hinsicht ist also die beiderseitige, randgeschützte Fläche als Anzeiger des Trocknungsvermögen der Luft am geeignetsten.

§ 37. Allgemeine Betrachtungen über die Verdunstung der vertikalen Fläche

a) Vergleichung der nacktrandigen mit der randgeschützen Fläche

Wie wir soweit gesehen haben, ist die Verdunstungsverteilung an der vertikalen Fläche je nach den Umständen, bei freiem oder geschütztem Rand, verschieden. Tabelle 34 und 35 zeigen uns die Verdunstungsdaten der randgeschützten Fläche bei 20° und 30° (Abb. 94). Diejenigen der nacktrandigen wurden schon in Tab. 19 und 23 angegeben.

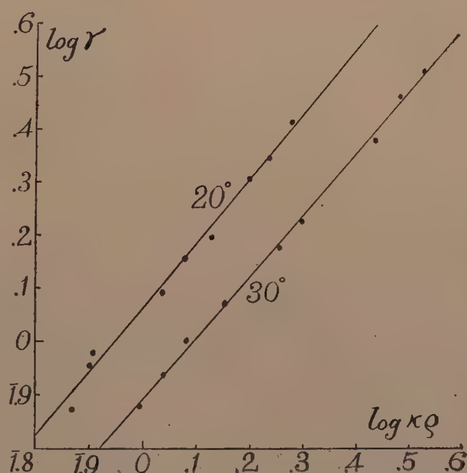


Abb. 94. Die Verdunstungsgeraden von log k der vertikalen, beiderseitigen, randgeschützten Flächen bei 20° und 30°.

TABELLE 34. Verdunstungsdaten der randgeschützten Fläche bei 20°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
p mm	749.8	753.3	759.5	758.9	751.4	756.0	757.5	746.5	755.0
t	19.99°	19.96°	20.00°	19.99°	20.02°	19.98°	19.98°	20.04°	19.95°
Δt	1.63°	1.78°	1.84°	2.50°	2.77°	3.16°	3.83°	4.17°	4.77°
f (%)	82.8	81.4	81.0	74.4	72.0	68.4	62.7	60.1	55.1
$\kappa\rho$	0.74	0.79	0.81	1.09	1.20	1.35	1.59	1.73	1.92
k	0.75	0.90	0.95	1.24	1.44	1.57	2.04	2.22	2.60
α	1.01	1.14	1.18	1.14	1.19	1.17	1.28	1.28	1.36
n	0.746	0.753	0.753	0.751	0.739	0.761	0.747	0.744	0.751
i	0.56	0.68	0.72	0.93	1.16	1.20	1.52	1.65	1.95
β	0.76	0.85	0.89	0.85	0.88	0.89	0.96	0.96	1.02
ψ_1	0.46	0.51	0.52	0.50	0.52	0.50	0.53	0.53	0.55
$\overline{V}$	0.42	0.51	0.54	0.70	0.79	0.91	1.14	1.24	1.47
ψ	0.26	0.29	0.29	0.28	0.29	0.29	0.30	0.30	0.31

TABELLE 35. Verdunstungsdaten der randgeschützten Fläche bei 30°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
p mm	755.4	751.0	753.6	756.0	754.9	755.7	752.0	753.6	752.3
t	30.03°	30.02°	29.99°	30.02°	30.00°	29.82°	29.94°	30.04°	29.86°
Δt	1.41°	1.56°	1.74°	2.07°	2.69°	3.01°	4.31°	4.90°	5.58°
f (%)	87.7	86.4	84.9	82.2	77.4	74.8	65.6	61.8	57.0
$\kappa\rho$	0.99	1.09	1.21	1.42	1.80	1.98	2.74	3.06	3.41
k	0.76	0.87	0.99	1.18	1.50	1.69	2.41	2.92	3.26
α	0.77	0.79	0.82	0.83	0.83	0.85	0.88	0.95	0.95
n	0.785	0.774	0.761	0.759	0.763	0.756	0.781	0.767	0.776
i	0.59	0.67	0.76	0.90	1.15	1.28	1.88	2.24	2.53
β	0.60	0.61	0.63	0.63	0.64	0.62	0.69	0.73	0.74
ψ_1	0.54	0.56	0.57	0.57	0.56	0.56	0.56	0.60	0.59
$\overline{V}$	0.46	0.52	0.58	0.68	0.87	0.97	1.46	1.71	1.95
ψ	0.33	0.33	0.33	0.33	0.32	0.32	0.34	0.35	0.35

Vergleichshalber möchte ich hier noch beispielweise einen gleichzeitig ausgeführten Versuch von beiden Systemen bei 20° anführen.

TABELLE 36. Vergleichsversuch der nacktrandigen und der randgeschützten Verdunstung bei 20° (t 19.98°, Δt 3.83°, f 60.1%, p 757.5 mm, $\kappa\rho$ 1.59).

Nr. d. Platte von oben	I	II	III	IV	V	Summe
V′ g/h nacktrandig	0.1300	0.0884	0.0804	0.0754	0.0791	0.4535
„ randgeschützt	0.1247	0.0817	0.0722	0.0677	0.0643	0.4106
„ Differenz	0.0053	0.0067	0.0084	0.0077	0.0148	0.0429=11.07%

Versuchskonstanten	k	α	n	i	β	ψ_1	ψ
nacktrandig	2.06	1.30	0.778	1.61	1.01	0.54	0.33
randgeschützt	2.04	1.28	0.747	1.52	0.96	0.53	0.30

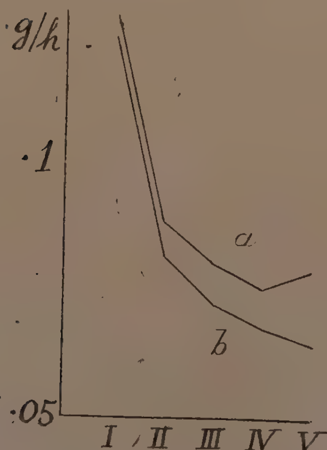


Abb. 95. Die Verdunstungsverteilung der vertikalen, zerlegten Flächen, deren vier Ränder frei (a), resp. geschützt (b) sind.

Wie man sieht, ist die Verdunstungsmenge der nacktrandigen Fläche infolge der Randdiffusion überall grösser als die der randgeschützten (Abb. 95) und im Gegensatz zur stetigen Abnahme bei der letzteren zeigt die erstere eine Umkehrung der Verteilung an der untersten Platte, was ohne weiteres auf der Verdunstung des unteren Randes beruht, wie die Erhebung des Punktes V′ über die logarithmische Gerade es auch ersichtlich macht (Abb. 72).

Vergleichen wir nun die Konstanten dieser zwei Verdunstungsarten, so ist ihre Differenz bei k, α und ψ_1 noch klein, bei der nacktrandigen sind aber infolge der durch die Randdiffusion herbeigeführten Verminderung der Absättigung n, i, β und ψ merklich grösser geworden.

Vergleichen wir weiter noch andere Orientierungen der Verdunstungsfläche miteinander, so wird es klar werden, wie viel die Randdiffusion, die heterogene Wärmezufuhr, die Lufttemperatur usw. auf diese Konstanten einwirken werden.

b) Zusammenfassung der vertikalen Verdunstung

Auf Grund der vorstehenden Erfahrungen über die Verdunstung der vertikalen Flächen sollen hier die wichtigen Verdunstungsbedingungen wie freier oder geschützter Rand, Ein- und Beiderseitigkeit der verdunstenden Fläche, Höhe der Lufttemperatur und Feuchtigkeit usw. zusammenfassend betrachtet werden. Nachstehend sind die Verdunstungskonstanten der genannten Versuchsarten angegeben:

TABELLE 37. Die Verdunstungskonstanten bei der vertikalen Fläche.

Konstanten		k_1	n_1	n Min.	n Mittel	n Max.	i_1	n_2	ψ_1	ψ	Zahl d. Vers.
Randgeschützt	20°	1.15	1.21	0.739	0.749	0.761	0.86	1.21	0.51	0.29	9
	30°	0.78	1.15	0.756	0.769	0.785	0.60	1.15	0.57	0.33	9
Freirandig	20°	1.17	1.23	0.760	0.782	0.799	0.92	1.20	0.53	0.33	13
	30°	0.76	1.17	0.783	0.803	0.821	0.615	1.16	0.56	0.36	12
Brettbedeckt	20°	1.43	1.19	0.714	0.723	0.736	1.04	1.16	0.62	0.34	6
	30°	1.04	1.06	0.717	0.734	0.757	0.74	1.12	0.72	0.39	3
Kupferbedeckt	30°	1.14	1.01	0.663	0.695	0.742	0.76	1.08	0.77	0.38	6

Unter diesen Versuchen ist derjenige mit randgeschützter Fläche bei 20° als typisch oder normal zu betrachten,(1) denn es gibt keine Randdiffusion und keine indirekte Wärmeaufnahme ausser am oberen Rande. Wir werden also die Konstanten dieses Falles als Standard nehmen.

Der spezifische Verdunstungskoeffizient k_1 $\left(=\frac{k}{\kappa\rho}\right)$ ist hier etwas grösser als Eins, wenngleich die Intensität bei 1 cm Abstand (i_1) schon etwas kleiner als 1 wird. Die Exponenten von $\kappa\rho$ bei der Verdunstung (n_1) und der Intensität (n_2) sind beide 1.21 und der Längenexponent n beträgt fast 3/4. Der Exponent der Gradientenabnahme in Bezug auf die autokonvektive Stromrichtung scheint demnach, falls keine störende Wärmewirkung vorhanden ist, eigentlich 1/4 zu erreichen, sodass damit der Längenexponent $1-\frac{1}{4}=0.75$ erreicht. Unter 9 Versuchen schwankte aber der Exponent von 0.739 bis 0.761, zeigte jedoch keinen bestimmten

(1) Der Grund, warum die Lufttemperatur 20° als typisch anzusehen ist, ist in § 59 (Psychrometertheorie) angegeben.

Zusammenhang mit $\kappa\rho$, sondern eine positive Korrelation mit dem Luftdruck wie bei der freirandigen Pappe (vgl. § 28, Abb. 80), wenngleich noch nicht entschieden ist, ob dies nur zufälliger Natur ist oder nicht.

Der Verdunstungskoeffizient pro 1° Psychrometerdifferenz, $\psi_1(=\frac{k}{\varDelta 1°})$ ist hier 0.51 γ; bezogen auf beide Flächen beträgt er also fast 1 γ. Die Verdunstungsgrösse der gesamten Fläche (10 × 10 cm) pro cm² sec $\varDelta 1°$ oder ψ ist hingegen weit geringer und erreicht nur fast 3/5 von ψ_1.

Bei der freirandigen Fläche sind alle Konstanten ein wenig grösser, besonders ist die Zunahme von n und damit auch i_1 und ψ merklich. Als Ganzes weichen sie jedoch auch nicht viel ab.

Vergleichen wir nun die Verdunstungen der randgeschützten Pappe bei 20° und 30°, so ist die Abweichung der Konstanten sehr eigentümlich, trotzdem die ungleiche Versuchsbedingung einzig auf die Lufttemperatur beschränkt ist. Besonders ist die Differenz von k_1 sehr merkwürdig, k_1 beträgt nämlich bei 30° ca. 2/3. Bei i_1 ist die Differenz etwas kleiner und n_1 und n_2 zeigen beide fast 5% Abnahme. Der Längenexponent sowie ψ_1 und ψ zeigen hingegen eine deutliche Zunahme, was noch näherer Betrachtung bedarf.

Dass bei 30° k_1 stets kleiner und n, ψ_1 und ψ stets grösser sind als bei 20°, ist auch bei der Verdunstung der horizontalen Fläche der Fall. Diese Verhältnisse sind mithin als gemeinsame Erscheinungen zu betrachten. Der Grund hierfür ist aber noch nicht klar. Sofern ich aber mit der horizontalen Fläche geprüft habe, ist die Abkühlung der Fläche bei 30°, anders als bei der Feuchtkugel, verhältnismässig stärker als bei 20°. Oder mit anderen Worten, die Abkühlung der Pappfläche im Prozentsatz der Psychrometerdifferenz ist bei 30° etwas grösser als bei 20° (§ 42). Der T E W G sollte demnach bei der Pappe nicht mit dem der Feuchtkugel identisch sein. Ist nun die Abkühlung wirklich stärker, so ist es von selbst klar, dass die autokonvektive Strömung näher an der verdunstenden Oberfläche vorbeizieht, wodurch der Konzentrationsgradient steiler gemacht wird. Die Verdunstung nach unten sollte dadurch weniger geschwächt werden und daher müssen nicht nur n, sondern auch ψ_1 und ψ ebenfalls grösser werden. Auch bei der freirandigen Fläche sind die Verdunstungsverhältnisse bei 20° und 30° denjenigen der randgeschützten ähnlich.

Vergleichen wir weiter die Verdunstung der einseitigen, brettbedeckten Fläche mit der beiderseitigen bei 20°, so betragen hier k_1 und ψ_1 etwa 5/4 und i_1 auch 6/5 von denjenigen der letzteren, während n, n_1 und n_2 merklich kleiner werden, sodass ψ auch die der letzteren nicht sehr übersteigt. Der Grund hierfür ist, wie bereits erörtert, die indirekte Wärmezufuhr aus der Rückseite, sodass dadurch die Verdunstung des oberen

Teils stark beschleunigt, nach unten jedoch, infolge Ablösung der Schnellschicht, nicht nur die Verdunstung, sondern auch die direkte Wärmeaufnahme rascher vermindert werden. Auch bei 30° ist das Verhältnis ähnlich. Bei der kupferbedeckten Pappe ist nun dieselbe Tendenz noch mehr ausgeprägt, sodass der Längenexponent durchschnittlich nur 0.695 beträgt und zwar mit starker Diskrepanz.

Aus diesen Ergebnissen ist also sicher zu entnehmen, 1) dass bei der beiderseitigen, randgeschützten Fläche die Verdunstung an der obersten 1 cm Strecke bei 20° noch etwas grösser ist als das Trocknungsvermögen der Luft und der Längenexponent genau 3/4 beträgt; 2) dass bei 30° k_1 sich etwa auf 2/3 verringert, während n und ψ etwas zunehmen; 3) dass, falls die Randdiffusion gestattet ist, alle Konstanten etwas zunehmen; 4) dass bei der einseitigen Fläche die Verdunstung am oberen Teil desto mehr beschleunigt wird, je lebhafter die indirekte Wärmezufuhr ist; während sie aber nach unten infolge Ablösung der Schnellschicht rascher vermindert wird.

Wie sich alle diese Umstände bei der horizontalen Fläche verhalten werden, soll im folgenden gezeigt werden.

VIII. Die Verdunstungen bei der horizontalen Lage

Bei der horizontalen Lage ist als Form der Verdunstungsfläche die runde Scheibe am geeignetsten, weil die absteigende Konvektion über diese hinab axialsymmetrisch vorbeiströmt. Bei der quadratischen Platte verhalten sich hingegen die Strömungsgeschwindigkeit, die Grenzschichtnäherung, die Absättigung usw. an der Peripherie lokal verschieden. Bei der einseitigen Verdunstung gibt es ferner, anders als bei der vertikalen, zwei Arten von Orientierung, die obere und die untere, denn die absteigende Konvektion streicht oben zentrifugal, unten aber zentripetal vorbei und damit geht die Absättigung in umgekehrter Richtung vor sich. Die Schnellschicht nähert sich jedoch in beiden Fällen dem Rande, und zwar an der oberen Fläche erst nach der Absättigung, an der unteren aber vor der Befeuchtung.

Die beiden Flächen zeigen mithin jeweils eine charakteristische Verteilung, wie man diese mittels der konzentrisch abgeteilten Verdunstungsflächen prüfen kann. Jedenfalls wird bei der horizontalen Lage die Verdunstung am Rand durch Schnellschichtnäherung und Randdiffusion stark beschleunigt. Fügt man aber ausserhalb des Randes einen paraffinierten

Ring hinzu, so wird die beschleunigende Wirkung grössenteils abgehalten. Lässt man auch die benetzte Scheibe in einer Schale verdunsten, so wird die Verdunstung am Rand am schwächsten.

Um die Wirkung der Flächengrösse auf die Verdunstung zu sehen, habe ich 5 Scheiben von r =1 – 5 cm gleichzeitig geprüft, wie schon im methodischen Teil erörtert wurde. Dass die Verdunstungsmenge der Scheibe einem Exponenten vom Radius folgt, nämlich $V=k\ r^m$, wurde durch die Untersuchungen von THOMAS und FERGUSON ('17) mit Wasserschalen festgestellt. Wenn die Wasserfläche gleich hoch wie der Schalenrand ist, so wird der Exponent ca. 1.5, dieser vergrössert sich aber mit Senkung des Wasserspiegels, bis er in 3 cm Tiefe etwa flächenproportional wird. Der Verdunstungskoeffizient verringert sich natürlich mit Senkung des Wasserspiegels mehr und mehr. Dem ursachlichen Zusammenhang von k mit den meteorologischen Faktoren haben aber diese Autoren keine weitere Betrachtung gewidmet. SEYBOLD ('27, S. 800) hat auch bei seiner Untersuchung mit quadratischen Pappstücken in Bezug auf den Exponenten gefunden, dass der inversen Flächen der normalen gegenüber ein höherer Exponent zukommt.

Wir möchten hier zuerst die Beeinflussung der Verdunstungs- und Temperaturverteilung durch die Raumorientierung der Fläche sowie durch die autokonvektive Strömung beobachten, und weiter den Verdunstungskoeffizienten und den Radiusexponenten in ihrem Zusammenhang mit den meteorologischen Faktoren untersuchen.

A. *Die abgeteilte Verdunstung bei der Scheibe*

§ 38. Die Verdunstungsverteilung bei der ober- und unterseitigen, der randgeschützten und der am Schalengrund angebrachten Verdunstungsfläche

Die Verdunstung der Ringscheibensysteme wurde schon von SEYBOLD ('29 a, S. 26 ff) untersucht. Seiner Angabe nach scheint aber dort die turbulente Wirkung der Luft nicht wenig auf die Verdunstung, zumal bei der oberseitigen, Einfluss gehabt zu haben.

Die bei vorliegendem Versuch gebrauchten Ringscheiben wurden durch Grabstecheln von 2–10 cm Durchmessern konzentrisch ausgeschnitten und an den Rändern mit Sandpapier schwach abgerieben, damit sie nach der Benetzung und Paraffinierung genau in einander passten. Da aber geringfügige Spalten unvermeidlich blieben, habe ich an der Rückseite jedes Ringsystems ein gleich grosses Blech von 3 mm Dicke angelegt, um die Spaltendiffusion zu verhindern. Die Dicke der Pappe dieses Ringsystems betrug in gequollenem Zustand 4.5 mm. Im Falle eines Randschutzes wurde ein paraffinierter Aussenring von 2 cm Breite hinzugefügt und

mitsamt der Verdunstungsfläche auf eine paraffinierten Pappscheibe von 7 cm Radius gelegt. Die als Verdunstungsraum verwandte Glasschale hatte 10.3 cm Innenweite und ihr Rand war 2.7 cm höher als die Verdunstungsfläche am Grund. Die Wärmeleitverhältnisse sind also bei diesen letzteren zwei Verdunstungssystemen ziemlich verschieden im Vergleich mit den einfachen Scheiben. Nachstehend die bei 20° erhaltenen Daten, die in Abb. 96 bildlich dargestellt wurden.

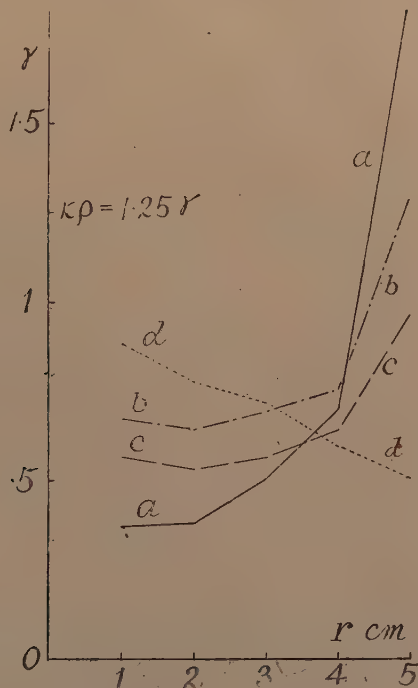


Abb. 96. Die Verdunstungsverteilung der horizontalen Ringscheiben. a unterseitig, b oberseitig, c umrändert und d am Schalengrund.

TABELLE 38. Verdunstungsverteilung der Scheiben bei verschiedenen Raumorientierungen. Dicke der Pappe 4.5 mm. (t 20.03°, Δt 2.92°, f 70.6%, $\kappa\rho$ 1.25)

Orientierung der Verdunstungsfläche		Unterseite	Oberseite	Umrändert	Schalengrund
Gesamte Verdunstungsmenge γ/sec		79.45	72.11	57.06	48.68
		Verdunstungsmenge der einzelnen Ringe γ/cm^2 sec.			
Nr. der Ringe von der Mitte nach aussen	1	0.37	0.67	0.57	0.88
	2	0.38	0.64	0.53	0.78
	3	0.50	0.69	0.57	0.72
	4	0.70	0.76	0.64	0.59
	5	1.82	1.29	0.96	0.51

Das Ergebnis lehrt uns zuerst, dass bei der horizontalen Verdunstungsfläche, sei sie nach oben oder unten

gerichtet oder umrändert, die Verdunstung am äussersten Ring am stärksten ist. Bei der Verdunstung am Schalengrund ist hingegen die Verteilung völlig umgekehrt, weil die frische Aussenluft als Ersatzstrom des befeuchteten, peripherischen Stroms über die Flächenmitte von oben hinabströmt, während die Schalenecke der konvektiven Strömung gegenüber einen Stauraum bildet (§13c, 2a). Die Verdunstungsmenge als Ganzes ist auch am Schalengrund am geringsten.

Die Verdunstung des äussersten Rings ist bei der unterseitigen Fläche am grössten, während die der oberseitigen und der umränderten weit nachstehen. Dies beruht darauf, dass bei der unterseitigen Fläche die Aussenluft unmittelbar am Rand vorbeiströmt, während bei der oberseitigen die am Rand vorbeitreichende Luft schon befeuchtet ist, und bei der umränderten der Rand zudem noch 2 cm auswärts gestellt ist, sodass die Schnellschicht sich nicht genug nähern kann. Dass bei der umränderten eine Mehrverdunstung des 5. Ringes im Vergleich mit dem 4. stattfindet, ist hier grösstenteils der Randdiffusion zuzuschreiben.

Die Verdunstungsverteilung ist bei der unterseitigen am steilsten. Dies beruht auf dem Umstand, dass bei dieser die absteigende Schnellschicht an der unteren Fläche stark abgelöst wird und drinnen ein durch die schon abgesättigte Luft umgegebener Stauraum gebildet wird, während der Rand durch frische Luft bespühlt wird.

Die Verdunstungsverteilung der umränderten und der oberseitigen ist mit Ausnahme des äussersten Ringes fast ähnlich; der zweite Ring verdunstet etwas weniger als der erste, dann wird die Verdunstung auswärts immer grösser. Dies hängt damit zusammen, dass die Aussenluft zentrifugal vorbeiströmt. Die Verdunstung erfährt dadurch zuerst eine Absättigung (der zweite Ring), inzwischen kommt aber die Schnellschicht auswärts immer näher an die Fläche heran und wirkt der Absättigung entgegen, sodass endlich infolge einer starken Gradientenzunahme am Rand die Verdunstung ungeachtet der Absättigung beschleunigt wird. Dass hierbei die Verdunstung der umränderten Scheibe stets der oberseitigen nachsteht, beruht aber hauptsächlich darauf, dass bei der ersteren die Wärmezufuhr aus dem Rücken durch die paraffinierte Unterlage mehr verringert wird. Dies ist auch bei der Schalenverdunstung der Fall.

Vergleichen wir nun die Verdunstungsgrösse einzelner Ringscheiben mit $\kappa\rho$, so ist der Ring, dessen Verdunstung $\kappa\rho$ übertrifft, nur auf den Randring von der ober- und unterseitigen Verdunstung beschränkt, die übrigen stehen infolge der Absättigung, der Auflösung der Schnellschicht oder der Verringerung indirekter Wärmeaufnahme alle $\kappa\rho$ nach. Es zeigt sich also deutlich, dass, je mehr die Ringzahl sich ver-

mehrt oder je grösser die Fläche wird, desto weniger muss die flächenrelative Verdunstung werden.

§ 39. Vergleich der ober-, unter- und beiderseitigen Verdunstungen

Um die beiderseitige Verdunstung auf jeder Fläche getrennt zu betrachten, wurden zwei Gruppen von Ringscheiben mit ihren paraffinierten Rücken gegeneinander mittels einer gleichgrossen Blechscheibe paarweise übereinander gesetzt, sodass ein beiderseitiges Verdunstungssystem gebildet wurde; ausserdem wurde gleichzeitig mit einer ober- und unterseitigen Ringscheibe wie oben verglichen. Die gesamte Dicke des Doppelsystems mitsamt dem Blech betrug hier ca. 7.5 mm. Die Versuchsdaten bei 20° sind wie folgt:

Tabelle 39. Verdunstung der Ober- und Unterseite sowie der oberen und unteren Hälften. Dicke der Pappe 7.5 mm. (t 20.33°, Δt 3.95°, f 62.0%, $\kappa\rho$ 1.66 γ)

Nr. des Systems		I	II		III
Orientierung der Verdunstungsfläche		a Oberseite	b obere Hälfte	c untere Hälfte	d Unterseite
Gesamte Verdunstungsmenge γ/sec ..		113.61	102.72	94.11	129.89
		Verdunstungsmenge einzelner Ringe γ/cm² sec.			
Nr. der Ringe von der Mitte nach aussen	1(1)	0.99	0.96	0.58	0.58
	2	0.94	0.91	0.60	0.64
	3	1.00	0.95	0.67	0.82
	4	1.12	1.04	0.86	1.27
	5	2.17	1.88	2.03	2.87

Abb. 97 stellt die Verdunstungsverteilung graphisch dar.

Wie man sieht, ist die Verdunstungsverteilung an der Unterseite (d) am stärksten, ihr folgt die untere Hälfte (c); bei der Oberseite (a) und schliesslich bei der oberen Hälfte (b) wird sie noch weniger. Unter allen Orientierungen ist die Verdunstung des Randrings der Unterseite am stärksten; diese Seite vermindert sich jedoch zur Mitte hin rascher, bis sie endlich der der unteren Hälfte fast gleichkommt. Man kann daraus entnehmen, dass die starke Ablösung der Schnellschicht an der Unterseite den Wasserdampfgradienten an der Fläche äusserst sanft macht, dass dadurch die Verdunstung so verringert wird, als ob eine etwaige Differenz des Dampfgehaltes und der Wärmezufuhr fast belanglos geworden wäre. Die Verdunstungsgrössen betragen hier nur etwa 1/3 von $\kappa\rho$.

Vergleichen wir nun die Verdunstung der Oberseite (a) und der oberen Hälfte (b) miteinander, so ist ihre Verteilung im grossen ganzen

(1) Bei Nr. 1 handelt es sich nicht um Ringe, sondern um zentrale Scheiben.

ähnlich, nur dass die erstere infolge der indirekten Wärmeaufnahme die letztere etwas an Menge übertrifft, zumal beim äussersten Ring, dessen stärkere Verdunstung nicht weniger durch die Wärmezufuhr gestützt worden zu sein scheint. Dass die Verdunstung am zweiten Ring eine Verteilungsumkehrung erfährt, ist beides Mal der Fall.

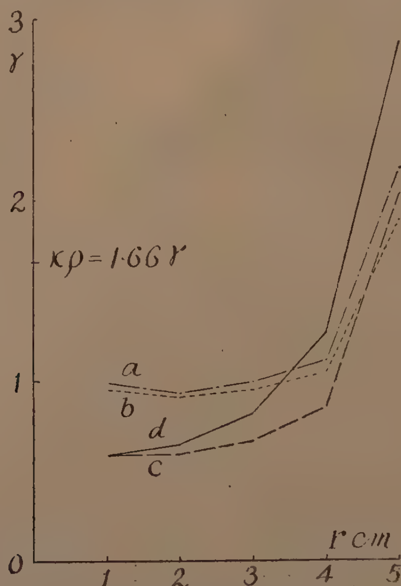


Abb. 97. Die Verdunstungsverteilung der horizontalen Ringscheiben. a oberseitig, b obere Hälfte des Doppelsystems, c die untere Hälfte und d unterseitig.

Vergleichen wir zuletzt die obere (b) und die untere Hälfte (c) miteinander, so ist es besonders lehrreich, dass der 5. Ring der unteren Hälfte, trozdem dieser die dampfreichere Luft empfängt, stärker verdunstet als derjenige der oberen Hälfte (b), was hauptsächlich dem Umstande zuzuschreiben ist, dass die Schnellschicht an der unteren Kante näher vorbeizieht als an der oberen Kante. Jedenfalls können wir behaupten, dass die Schnellschichtentfernung, anders als bei der Absättigung—bei der immer graduelle Zunahme erfolgt—, je nach dem Raumverhältnis der verdunstenden Stelle eine jähe Veränderung erfährt und dadurch eine lokale Ungleichheit hervorgerufen werden kann.

§ 40. Die Verdunstungsverteilung an den verschieden grossen, oberen und unteren Flächen

Soweit die Verdunstungen von r = 5 cm Scheiben. Wie wird sich nun die Verteilung bei verschieden grossen Flächen verhalten? Um dies

zu prüfen, wurden r = 1 – 5 cm Scheiben verwendet. Zuerst sei die Verteilung bei der unterseitigen Verdunstung erörtert.

a) Die unterseitige Verdunstung

Die Versuchsdaten bei 20° sind in Tabelle 40 angegeben und in Abb. 98 a graphisch veranschaulicht.

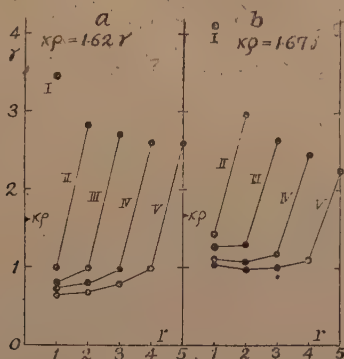


Abb. 98. Die Verdunstungsverteilung der verschieden grossen Ringscheiben. Bei Nr. I r = 1 cm, ..., bei Nr. V r = 5 cm, und zwar mit einer innersten Scheibe und vier Ringen.

Tabelle 40. Die abgeteilte Verdunstung bei der unterseitigen Fläche von 1–5 cm Radien. Dicke der Pappe 4.5 mm. (t 19.99°, Δt 1.65°, f 62.0% und $\kappa\rho$ 1.62 γ)

Radius (r) cm		1	2	3	4	5
Gesamte Verdunstung γ/sec		10.83	29.61	54.28	82.50	116.17
Verdunstungsmenge einzelner Ringe γ/cm^2 sec						
Nr. d. Ringe von der Mitte nach aussen	1 (1)	3.45	0.99	0.80	0.73	0.64
	2	—	2.81	0.99	0.77	0.68
	3	—	—	2.69	0.98	0.79
	4	—	—	—	2.62	1.00
	5	—	—	—	—	2.60
Verhältniszahl: $2\pi r[\pi r^2 - \pi (r-1)^2]$		2.00	1.33	1.20	1.14	1.11

Eine starke Verdunstung kommt nur beim äussersten Ring vor, bei den inneren ist sie merklich kleiner, und zwar je grösser die Scheibe ist, desto geringer ist sie an der Mitte.

Unter den äussersten Flächen ist nun die Verdunstung der 1 cm Scheibe am grössten, was hauptsächlich der übermässigen Randdiffusion zuzuschreiben ist, denn das Verhältnis des Umfangs und der Fläche des äussersten Rings oder der Scheibe, wie in der letzten Reihe der Tabelle

(1) Bei Nr. 1 handelt es sich um zentrale Scheiben.

gezeigt ist, fällt bei der 1 cm Scheibe viel grösser aus.(1) Die Verdunstung des nächstliegenden inneren Rings jeder Scheibe ist ungeachtet ihrer Grösse flächenrelativ fast gleich und merklich kleiner als $\kappa\rho$, was unmittelbar darauf hindeutet, dass die genannten Bezirke schon stark abgesättigt waren. Die noch einwärts liegenden Ringe zeigen bei allen Scheiben nun nicht mehr eine ansehnliche Abnahme, weil dort die Schnellschicht schon weit abgelöst ist. Jedenfalls stellt bei der unterseitigen Verdunstung der mittlere Teil eine Stagnationsfläche dar.

b) Die oberseitige Verdunstung

Bei der oberseitigen Verdunstung ist das Verhalten der Verteilung im grossen ganzen ähnlich wie bei der unterseitigen. Genauer betrachtet, gibt es jedoch einige Eigentümlichkeiten, wie aus Tabelle 41 und Abb. 98 b hervorgeht.

TABELLE 41. Die abgeteilte Verdunstung bei der oberseitigen Fläche von 1–5 cm Radien. Dicke der Pappe 4.5 mm. (t 20.04°, Δt 4.03°, f 61.1% und $\kappa\rho$ 1.67)

Radius cm		1	2	3	4	5
Gesamte Verdunstung γ/sec		12.89	32.39	57.33	86.17	115.89
Verdunstungsmenge einzelner Ringe (oder Scheiben) γ/cm^2 sec						
Nr. der Ringe von der Mitte nach aussen	1	4.10	1.42	1.27	1.11	1.04
	2	—	2.97	1.29	1.08	0.98
	3	—	—	2.63	1.18	1.01
	4	—	—	—	2.45	1.10
	5	—	—	—	—	2.24

Die Verdunstung des äussersten Ringes ist ebenfalls am stärksten, aber die Differenz ist je nach der Grösse der Scheibe ziemlich verschieden. Je kleiner die Scheibe ist, desto grösser ist die Randverdunstung und zwar viel grösser als die der unterseitigen, während die der grossen Scheiben der der letzteren weit nachsteht. Dies beruht ohne Zweifel darauf, dass die absteigende Konvektion hier zentrifugal strömt. Bei kleinen Scheiben streicht nämlich die frische Aussenluft fast gleichmässig

---

(1) Es ist sehr auffallend, dass die Differenzen der Verdunstungsgrössen der äussersten Ringe jeder Scheibe mit den Differenzen sukzessiver Verhältniszahlen fast übereinstimmen, nämlich:

Differenz der Verdunstungsgrössen sukzessiver Aussenringe	(3.45–2.81 usw.)	0.64	0.12	0.07	0.02
Differenz der Verhältniszahlen.	(2.00–1.33 usw.)	0.67	0.13	0.06	0.03

Solches ist aber nur bei der unterseitigen Verdunstung der Fall, während bei der oberseitigen, bei welcher die Absättigung und die Schnellschichtnäherung entgegengesetzt sind, nicht zu sehen ist.

ohne nennenswerte Absättigung vorbei, während sich mit zunehmendem Radius die Luft immer befeuchtet.

Die Differenz des äussersten und des nächst inneren Ringes ist auch bei der oberseitigen Verdunstung kleiner als bei der unterseitigen, weil hier bei der oberseitigen die Absättigung mit der Schnellschichtnäherung in umgekehrtem Sinne einwirken. Bei grösseren Scheiben (4 und 5 cm) ist auch die Umkehrung der Verteilungskurve deutlich zu sehen.

Die Verdunstungsgrössen der inneren Ringe sind als Ganzes grösser als die der unterseitigen, aber die der äusseren nehmen bei den grösseren Scheiben nicht bedeutend zu. Wenn man also die Verdunstungsmenge von der 5 cm Scheibe als Ganzes betrachtet, so wird die der oberseitigen geringer als die der unterseitigen, weil die äusseren Ringe den grösseren Teil der Scheibenfläche ausmachen. Drückt man die Verdunstung mit der empirischen Formel: $V = k\ r^m$ aus, so wird bei der oberseitigen k grösser, m aber kleiner als bei der unterseitigen, wie wir sofort sehen werden (§ 43 u. 44).

c) Zusammenfassung von Absatz VIII A

Bei der horizontalen Fläche verhält sich die Verdunstung der Stromrichtung der Konvektion gemäss je nach der Stelle verschieden. Der Dampfgehalt nimmt natürlich stromab zu und zwar oben zentrifugal und unten zentripetal. Die Schnellschicht nähert sich aber stets dicht dem Rand und wirkt viel stärker als die Absättigungswirkung, sodass die Verdunstung bei der Unterseite eine steile Abnahme nach der stagnierenden Mitte erfährt, während die Oberseite nahe der Mitte eine schwache Umkehrung der Verteilung aufweist. Bei der umränderten Oberseite ist das Verhalten auch ähnlich, während am Schalengrund die Verdunstungsverteilung eine deutliche Umkehrung erfährt. Die Verteilung in radialer Richtung ist mithin bei allen geprüften Orientierungen verschieden und, anders als bei der vertikalen, nicht exponential. Bei verschieden grossen Flächen als Ganzes in gleicher Lage zeigt aber der Radius stets eine exponentiale Wirkung auf die Verdunstung (s. § 43 usw.).

B. *Die Temperaturverteilung an der verdunstenden Scheibe in horizontaler Lage*

Weil die Verdunstungsstärke der horizontalen Scheibe je nach ihrer Flächengrösse und der Stelle verschieden ausfällt, so ist es auch leicht verständlich, dass die Temperaturerniedrigung und -verteilung auch verschieden sein müssen.

Es wurde zwar die Temperaturverteilung von benetzten Ringscheiben schon von SEYBOLD ('29, S. 27 ff) untersucht. Nach seiner graphischen

Darstellung sollte die Abkühlung der Scheibe bei normaler Lage in der Mitte am geringsten und nahe am Rand am grössten sein, während die Verdunstung von der Mitte an nach auswärts immer zunimmt; aber betreffs der inversen Lage der Verdunstungsfläche machte er keine Angabe in Bezug auf diejenige der Abkühlung. Übrigens scheinen seine Versuche durch Turbulenz ziemlich gestört worden zu sein, denn bei der wagerechten Lage der Scheibe ist die autokonvektive Strömung, anders als bei der vertikalen, selbst im Konvektionskasten ziemlich instabil und im Zusammenhang mit der Luftbewegung mehr oder minder asymmetrisch, sodass dadurch die Temperaturverteilung auch unregelmässig wird. Dies ist besonders bei der Oberseite der Fall, weil dort die konvektive Strömung noch schwächer ist und leicht von der heterogenen Luftbewegung exzentrisch verschoben wird. Bei der umränderten Scheibe wird die Turbulenzwirkung noch stärker, weil die Schnellschicht nicht dicht am Rand vorbeistreicht, wodurch die Verdunstung wie auch die Abkühlung eine leichte Schwankung erfahren. Bei der Verdunstung am Grund der Schale ist nun, wie wir bereits gesehen haben, die autogene Strömung in sich selbst schon exzentrisch (§ 13) und ihre Abweichungsrichtung wird leicht von der äusseren Strömung mitgenommen. Nur bei der unterseitigen Verdunstungsfläche wird der Scheibenrand durch die Aussenluft dicht bespühlt und die Mitte durch den schon schneller gewordenen Schnellschichtmantel geschützt, sodass die Verdunstung, und damit auch die Abkühlung, leicht eine axialsymmetrische Verteilung aufweist.

Die Temperaturmessung an der Scheibe wurde hier von rechts oder links diametrisch durchgeführt. Bei der normalen Orientierung der Fläche entspricht mithin das Zentrum der Scheibe, falls die konvektive Strömung exzentrisch geworden ist, nicht notwendig dem Zentrum der Isothermen. Weil aber die Abweichungsrichtung stets schwankend ist, so ist eine symmetrische Temperaturverteilung nicht immer zu erhalten. Selbst, wenn man ein symmetrisches Bild bekäme, so könnte doch die Scheibenmitte nicht notwendig das Zentrum der Isothermen vorstellen. Denn, falls sich die Richtung der äusseren Luftbewegung mit der Messungsrichtung senkrecht kreuzt, so würden wir ebenfalls ein symmetrisches Bild erhalten, während — falls die zwei Richtungen übereinstimmen — eine stark asymmetrische Kurve erfolgen sollte. Es bedarf also vieler Messungen, um ein richtiges Verhältnis wahrzunehmen.

Weil nun die vorliegenden Versuche in einem ostseitigen Laboratoriumszimmer ausgeführt wurden, so waren keine konstanten Bedingungen erhaltbar. Es wurden nur Lufttemperaturen von zirka 20° resp. 30° verlangt, und diese wurden im Spätfrühling oder Spätherbst, resp. im Sommer nachmittags annähernd erreicht. Die Luftfeuchtigkeit wurde dabei nur dem jeweiligen Zustand überlassen.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass bei horizontaler Lage nah am Rand eine Strecke von einigen mm sich stets in Temperaturunruhe befindet; diese kann sich, wenn auch nur selten, sogar bis 1 cm weit einwärts erstrecken. Weil hier die autokonvektive Strömung dicht über der Fläche eine scharfe Knickung erfährt, so wirkt selbst eine schwache Turbulenz empfindlich auf die Entfernung der Schnellschicht,

also auch auf den Dampfkonzentrationsgradienten, dass dadurch auch die Schwankung der Verdunstungskälte erfolgt. Dies kommt besonders beim oberseitigen Rand ausgeprägt zum Ausdruck. Als Beispiel sei die Temperaturverteilung an der Oberseite der ein- resp. beiderseitig verdunstenden Scheibe von 1 und 5 cm Radius gezeigt (Abb. 99).(1)

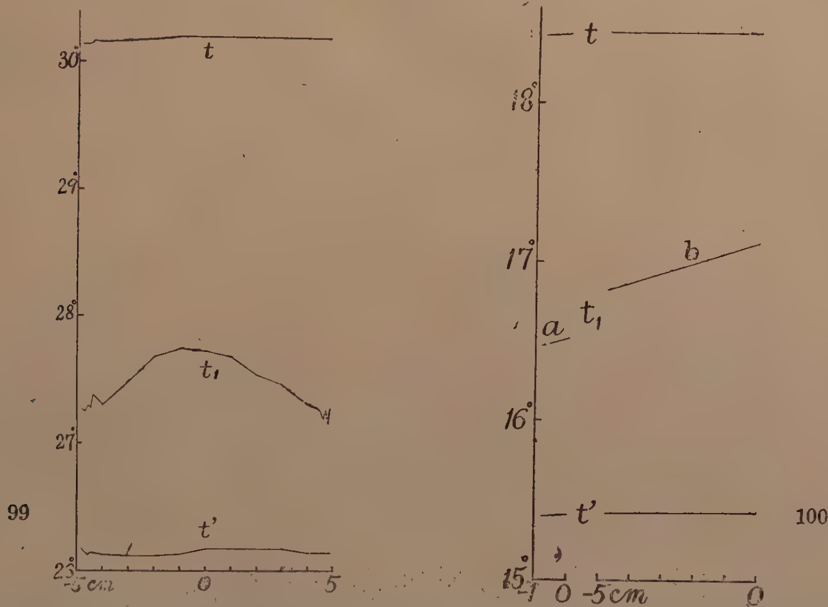


Abb. 99. Die Temperaturverteilung an der Oberseite der beiderseitig verdunstenden Scheibe von 5 cm Radius. t Luft-, t' Feuchtkugel- und t_1 Scheibentemperatur. O das Zentrum.

Abb. 100. Die Temperaturverteilung an der Oberseite der einseitig verdunstenden Scheiben von r = 1 (a) und 5 cm (b) O das Zentrum. Die Temperatur des Randes ist 2 mm einwärts gemessen.

§41. Der Abkühlungsgrad der kleinen und grossen Scheiben

Hier wurden zwei benetzte Scheiben von r = 1 resp. 5 cm verwendet und gefunden, dass die Abkühlung der kleinen Scheibe viel

(1) Für jede sukzessive Messung bedurfte es anderthalb Minuten. Da aber die Temperaturträgheit der Scheibe viel grösser als die der Feuchtkugel ist, so stellt die Psychrometerdifferenz unter schwankender Temperatur nicht genau das Verhältnis der Scheibenabkühlung dar. In Abb. 99 ist die Verteilung merklich asymmetrisch und die beiden Randstrecken zeigen die Temperaturunruhe. Da aber diese regellose Schwankung hinsichtlich der Temperaturverteilung vorläufig nicht sehr wichtig ist, so wurden bei der 5 cm Scheibe die folgenden Stellen als Messpunkte aufgenommen:

–4.8, –4.5, –4, –3, –2, –1, 0 (Zentrum), 1, 2, 3, 4, 4.5, 4.8 cm.

Die am meisten abgekühlte Stelle liegt gewöhnlich um 4.7–4.8 cm, während die 4.9 cm Stelle mehr oder minder eine höhere Temperatur aufweist.

stärker als die der grossen ist. Vergleicht man bei der oberseitigen Verdunstung die Temperaturen von Mitte und Rand (2 mm einwärts), so erhält man folgende Daten (Tab. 42 und Abb. 100):

TABELLE 42 a. Abkühlung der verschieden grossen Scheiben bei oberseitiger Verdunstung. (p = 760.9 mm)

Radius d. Scheibe cm		t	t′	t–t′ =Δt	t_1	t–t_1 =Δt_1	A	E′	e	E′–e	$\bar{A}$ (2 Vers.)
1	Rand	18.42	15.30	3.12	16.47	1.95	62.5	13.92	10.65	3.27	62.1
	Mitte	18.43	15.31	3.12	16.52	1.91	61.2	13.97	10.66	3.31	60.0
5	Rand	18.45	15.32	3.13	16.82	1.63	52.1	14.22	10.66	3.56	52.4
	Mitte	18.47	15.33	3.14	17.13	1.34	42.7	14.52	10.66	3.86	42.9

Hier bedeutet t die Temperatur der Luft, t′ die der Feuchtkugel, t_1 die der Messpunkte, A das Abkühlungsprozent bezogen auf die P.–D., $\bar{A}$ der Durchschnitt der A-Werte, E′ maximaler Dampfdruck im Messpunkt, e Dampfdruck in der Luft (mm Hg).

Bei der beiderseitigen Verdunstung ist die Abkühlung noch stärker und die der kleinen Scheibe überwiegt stets die der grossen, wie folgendes Beispiel zeigt:

TABELLE 42 b. Abkühlung der verschieden grossen Scheiben bei der beiderseitigen Verdunstung. (p = 760.6 mm).

Radius d. Scheibe cm		t	t′	t–t′ =Δt	t_1	t–t_1 =Δt_1	A	E′	e	E′–e	$\bar{A}$ (4 Vers.)
1	Rand	18.60	15.44	3.16	16.30	2.30	72.8	13.77	10.72	3.05	71.2
	Mitte	18.60	15.44	3.16	16.35	2.25	71.2	13.82	10.72	3.10	69.6
5	Rand	18.60	15.45	3.15	16.65	1.95	61.7	14.08	10.74	3.34	61.9
	Mitte	18.60	15.47	3.13	16.91	1.69	54.0	14.31	10.77	3.54	52.9

Wenngleich die Verdunstungskälte lokal verschieden ist, so erreicht doch die kälteste Stelle der grossen Scheibe nie die wärmste Stelle der kleinen. Die Verdunstungsintensität von der 1 cm Scheibe ist, trotz solch starker Abkühlung, wie wir nachher sehen werden, relativ viel stärker als die von der 5 cm Scheibe (§43). Die seit DALTON üblich angenommene Regel, dass die Evaporationskraft dem Dampfdruckgefälle zwischen der verdunstenden Oberfläche und der Aussenluft proportional ist (vgl. z.B. HANN-SÜRING, '26, S. 226, 234; BONGARDS, '26, S. 131; SEYBOLD, '29 a, S. 51; LEICK, '39, S. 1675), ist hier also nicht haltbar. Die Dampfdruckgefälle E′–e in den beiden Scheiben

der obigen Tabellen zeigen als konkretes Beispiel das Sachverhältnis auch ganz deutlich.

Die Verdunstungsstärke ist ja nicht dem Gefälle, sondern dem Gradienten der Dampfkonzentration (oder der Dampfspannung) an der verdunstenden Oberfläche proportional (§29). Dass indessen das Gefälle sich oft als Verdunstungsmass benutzen lässt, beruht wohl darauf, dass das Gefälle und der Gradient meistenfalls nahezu parallel variieren. Dies ist zumal bei der Verdunstung aus mässig grosser Fläche im Wind der Fall, bei kleinen Flächen in Luftruhe führt aber die Zunahme des Sättigungsdefizits eine starke Abkühlung der Fläche herbei, sodass das Gefälle nicht im gleichen Schritt wie der Gradient zunehmen kann. Dabei spielt ferner der Temperatureffekt zur Erreichung des Wärmegleichgewichts (T E W G) eine entscheidende Rolle (§ 33).

§42. Die Temperaturverteilung an der verdunstenden Scheibe von 5 cm Radius bei verschiedenen Raumorientierungen

Es wurde die Temperaturverteilung an der Ober- und Unterseite der ein- und beiderseitig verdunstenden Scheibe sowie an der Oberseite der umränderten und der auf dem Schalengrund befindlichen Scheibe von 5 cm Radius gemessen.(1) Es sei zuerst je ein Beispiel dieser Fälle graphisch gezeigt (Abb. 101 a–f).

Est ist sofort ersichtlich, dass bei den frei gestellten Scheiben die Abkühlung in der Mitte schwächer ausfällt als am Rand, während bei den umränderten und den am Schalengrund befindlichen die Verteilung der Abkühlung ganz umgekehrt ist. Wir möchten diese zweierlei Abkühlungsmodi kurz als „mittenwarme" und „mittenkalte" Verteilung bezeichnen.

Es ist nun zuerst auffällig, dass die Verteilungskurve der Temperatur bei der einseitig-inversen Fläche (b) stark konvex ist, während sie bei der umränderten (e) und der auf dem Schalengrund liegenden (f) sehr flach ist und bei den übrigen etwa Mittelstelle einnimmt. Die Temperatursenkung im Vergleich mit der P.-D. ist bei den beiderseitig verdunstenden Scheiben am grössten, bei den einseitigen, zumal bei den nicht freigelegten, ist sie hingegen viel geringer.

Die Abkühlung stimmt also im grossen ganzen mit der Verdunstungsstärke überein (vgl. § 40), bei näherer Betrachtung jedoch finden wir Abweichungen. Besonders merkwürdig ist das Verhalten bei der um-

(1) Die hier verwendete Schale war aus Zinkblech von 0.3 mm Dicke und von 10.3 cm Innenbreite und 3 cm Tiefe.

ränderten Scheibe. Diese zeigt nämlich eine mittenkalte Verteilung, trotzdem die Verdunstung am Rand stärker als in der Mitte ist. Es scheint demnach bei der umränderten Scheibe die lokale Wärmeaufnahme aus dem Rand und der Unterlage ungeachtet der Randdiffusion eine höhere Wärmetönung hervorzurufen. Natürlich ist das Verhältnis ohne nähere Kenntnis des Wärmeleitvermögens der paraffinierten und benetzten Pappen nicht gänzlich erklärbar. Jedenfalls ist aber sicher, dass die lokale Verteilung der Temperatur je nach dem Wärmeaustauschverhältnis nicht notwendig die der Verdunstung voraussehen lässt.

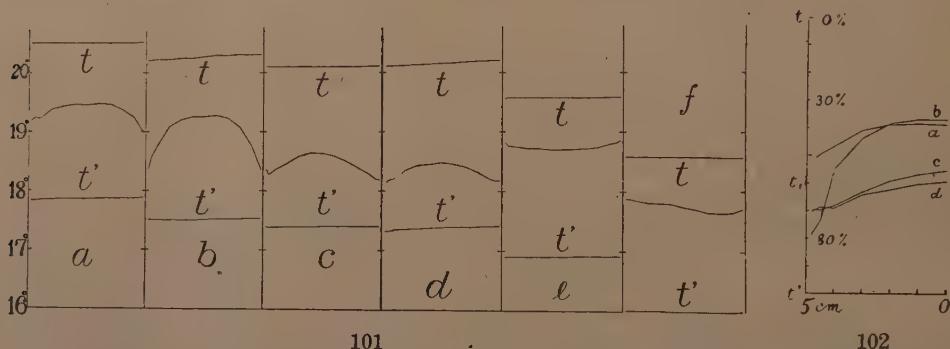


Abb. 101. Die Temperaturverteilung der Scheiben von r = 5 cm. a Oberseite, b Unterseite, c Oberseite der beiderseitig verdunstenden Fläche, d Unterseite derselben, e umrändert (Oberseite), f im Schalengrund.

Abb. 102. Die relative Temperaturerniedrigung der Scheibe von r = 5 cm. a einseitig-oberseitig, b -unterseitig, c beiderseitig-oberseitig, d -unterseitig.

Verdunstet ein Körper in ruhiger Luft ohne heterogene Wärmezufuhr wie die feuchte Thermometerkugel(1), so zeigt der Abkühlungsgrad unmittelbar die Verdunstungsstärke an. Wenn die autokonvektive Strömung irgendwie modifiziert wird oder eine heterogene Wärmezufuhr gestattet ist, so zeigt die Abkühlung wie auch ihre Verteilung nicht mehr die Verdunstungsstärke und -verteilung; es kann sogar vorkommen, dass beide lokal im umgekehrten Sinne variieren (vgl. auch § 26).

Die vorliegenden Versuche wurden nicht bei derselben Temperatur und Feuchtigkeit ausgeführt, daher war ein direkter Vergleich der Temperatursenkung bei den verschiedenen Orientierungen nicht möglich. Stellt man aber den Abkühlungsgrad im Prozentsatz der Psychrometerdifferenz dar, so verhält sich der Grad bei derselben Orientierung fast ähnlich, bei verschiedenen Orientierungen zeigt er aber einen deutlichen

(1) Bei der Feuchtkugel kommt ausser der direkten Wärmeaufnahme an der benetzten Fläche durch die Konvektion und Ausstrahlung auch noch die innere Wärmeleitung aus dem Glasstab und dem Quecksilberfaden in Betracht. Da dieselbe aber nur geringfügig ist, so darf man sie hier vernachlässigen.

Unterschied, sodass man die charakteristische Temperaturverteilung deutlich wahrnehmen kann. Es sei hier die Temperaturverteilung freiliegender Scheiben bei 20° tabellarisch und graphisch dargestellt (Tab. 43 und Abb. 102).

TABELLE 43. Die Verdunstungsabkühlung im Prozentsatz der Psychrometerdifferenz.(1)

Abstand von der Mitte in cm			0	1	2	3	4	4.5	4.8	Zahl d. Vers.
Einseitig	a	Normal	38.9	38.5	38.9	41.0	46.4	49.5	51.7	(4)
	b	Invers	37.1	37.1	38.5	43.4	54.8	62.8	68.6	(2)
Beiderseitig	a	Normal	55.9	57.0	59.3	63.5	68.3	70.0	69.9	(5)
	b	Invers	59.7	60.6	62.3	64.1	69.0	68.8	70.3	(3)

Wie man sieht, ist die Abkühlung als Ganzes bei der einseitigen Verdunstung viel geringer als bei der beiderseitigen. Vergleichen wir nun die Abkühlung bei der einseitigen Verdunstung im Zusammenhang mit der Verdunstungsstärke (§ 38), so ist die Differenz der Abkühlung von a und b im mitteleren Bezirk der Scheibe relativ viel geringer als die der Verdunstungsstärke (vgl. Abb. 96). Es scheint demnach die Wärmeleitung von der Rückseite ziemlich lebhaft zu sein. Gegen den Rand hin, wo die konvektive Stromwirkung der Aussenluft stark in Kraft tritt, nehmen dennoch bei b sowohl Abkühlung wie auch Verdunstung merklich zu.

Bei der beiderseitigen Verdunstung ist nun die Abkühlung im Vergleich mit der Verdunstungsstärke etwas anders. Die Abkühlung der oberen Fläche ist, trotzdem diese etwas stärker verdunstet als die untere, geringer als die der letzteren. Dies beruht ohne Zweifel darauf, dass die Luft an der oberen Fläche trockenwarm ist, während sie an der unteren Fläche schon nasskalt geworden ist. Der kegelförmige Schnellschichtmantel scheint hierbei auf die Wärmezufuhr vom unteren Raum versperrend zu wirken und den Verdunstungsraum innerhalb des Mantels in fast gesättigtem Zustand zuzuschliessen. Jedenfalls ist bei der beiderseitigen Verdunstung die Wirkung der Aussenluft bei der unteren Fläche viel mittelbarer als bei der oberen.

Bei Lufttemperatur von 30° ist die Abkühlung noch etwas grösser. Vergleicht man z.B. die Abkühlung (% der P.-D.) in der Mitte der Scheibe, so finden wir folgende Werte:

(1) Bei der Berechnung des Durchschnitts wurde zuerst das Mittel von zwei äquidistanten Punkten jedes Versuches berechnet, um die asymmetrische Verteilung auszugleichen, dann wurde bei den Versuchen derselben Orientierung der Durchschnittswert berechnet.

TABELLE 44. Relative Abkühlung der Scheibe im Prozenten der P.-D. bei verschiedenen Orientierungen.

	Einseitig		Beiderseitig		Umrändert	Schalengrund
Temperatur	oben	unten	oben	unten		
20°	38.9	37.1	55.9	59.7	32.2	31.9
30°	44.5	41.9	61.4	62.5	38.1	37.2
Differenz	5.6	4.8	5.5	2.8	5.9	5.3

Nach diesen Ergebnissen ist es also sicher, dass bei gleicher P.-D. die Temperatursenkung bei 30° etwas stärker ist als bei 20°, oder dass die Abkühlung der Pappfläche sich mehr der der Feuchtkugel nähert. Die konvektive Strömung soll demnach bei höherer Temperatur etwas stärker vorbeiziehen als bei der niedrigeren, was eine stärkere Verdunstung herbeiführen muss (vgl. §37 u. 43).

C. *Die Wirkung der meteorologischen Faktoren und des Radius*

Wie oben erörtert wurde, verhält sich die Verdunstung der horizontalen Scheibe je nach der Raumorientierung, Grösse, Stelle usw. verschieden. Beobachtet man aber jede Scheibe als Ganzes ohne Unterteilung, so folgt die Verdunstungsgrösse bei derselben Raumorientierung einer exponentialen Funktion des Sättigungsdefizits und des Radius. Auch der Temperatureffekt weist ein charakteristisches Verhalten auf.

§43. Die oberseitige Verdunstung bei 20° und 30°

Zuerst sei ein Beispiel bei 20° gezeigt.

TABELLE 45. Die oberseitige Verdunstung der verschieden grossen Scheiben bei 20°. (t 20.01°, Δt 5.43°, f 50.0%, $\kappa\rho$ 2.12 γ)

r cm	πr^2	V' g/h	V γ/sec	V γ/cm² sec
1.02	3.27	0.0538	14.94	4.57
2.04	13.07	0.1408	39.11	2.99
3.06	29.42	0.2516	69.89	2.38
4.09	52.55	0.3770	104.72	1.99
5.11	82.03	0.5264	146.22	1.78

Die Verdunstungsmenge V' der 5 Flächen, ausgedrückt in g/h, ist in Spalte 3, diejenige von γ/sec in Spalte 4 angegeben. Weil hier die Scheiben verschieden gross sind (2. Spalte), so ist hier auch die Verdunstungsgrösse pro Flächeneinheit angegeben (5. Spalte).

Die Verdunstungsgrösse verringert sich mit zunehmender Fläche, oder, je grösser der Radius ist, desto

grösser wird auch die Verdunstungsträgheit, ganz wie bei der thermischen Trägheit (§12).

Stellt man nun die logarithmischen Werte der Verdunstungsmenge g/h als Ordinate und die entsprechenden Radien als Abszisse in einem Koordinatensystem dar, so steht die Punktreihe annähernd linear, wenngleich nie ganz gerade, sondern nach oben schwach konkav gekrümmt (Abb. 103). Dies ist auch bei der unterseitigen Verdunstung der Fall und beruht hauptsächlich darauf, dass die Randdiffusion mit abnehmendem Radius zunimmt (§ 40), teils aber auch darauf, dass sich die Schnellschicht mit zunehmender Stromweite relativ mehr der Fläche nähert, wenngleich bei der oberseitig verdunstenden Fläche die Absättigungswirkung nach dem Rand hin dieser Tendenz entgegenwirkt. Die

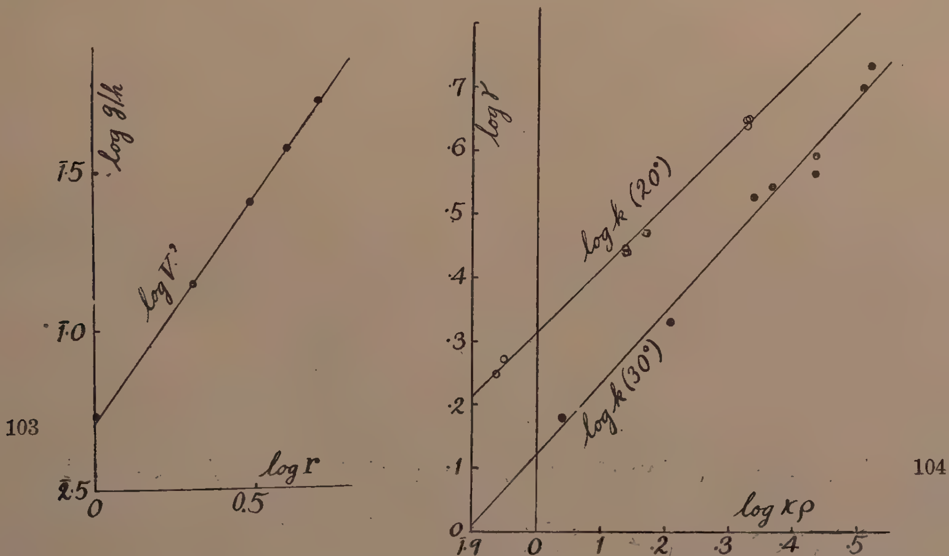


Abb. 103. Die Verdunstungsgerade der horizontalen, oberseitig verdunstenden Scheibe, die die logarithmierte Verdunstungsgrösse (Ordinate) und Radius (Abszisse) als Koordinaten darstellt.

Abb. 104. Die Verdunstungsgeraden von log k der oberseitigen Verdunstung bei 20° und 30°.

Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt für die Punktreihe folgende empirische Formel der logarithmischen Geraden:

$$\log V' = \bar{2}.7064 + 1.434 \log r$$

oder

$$V' = 0.051\, r^{1,43}$$

In Worten ausgedrückt, die Verdunstungsgrösse ist bei $r = 1$ cm 0.051 g/h und der Radiuseffekt m nimmt nach der 1.43er Potenz deselben zu.

Dividiert man nun 0.051 mit π und weiter mit 3600 Sekunden und drückt den Quotienten mit γ aus, so ergibt sich die Verdunstungsgrösse der Flächeneinheit in γ/sec, und zwar hier 4.50; diese stellt dann den Verdunstungskoeffizienten k dar. Die Verdunstungsgrösse der Scheibe lässt sich dann mit der Formel:

$$V = 4.50\,\pi r^{1.43}\,\gamma/\text{sec} \qquad (26)$$

ausdrücken. Der Verdunstungsquotient lautet danach:

$$\alpha = \frac{k}{\kappa\rho} = 2.13$$

Die Verdunstungsverteilung ist aber infolge der entgegengesetzten Wirkungen der Schnellschichtnäherung und der Absättigung nicht regelmässig (§ 40), die Beziehung zwischen I und r lässt sich also nicht einfach ermitteln wie bei der vertikalen Fläche. In Tabelle 46 sind zehn Versuche bei oberseitiger Verdunstung bei 20° angegeben. k variiert hier annähernd gleichläufig mit $\kappa\rho$. Trägt man die logarithmischen Werte von

TABELLE 46. Versuchsdaten der oberseitigen Verdunstung bei 20°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
p mm	755.4	753.6	755.0	761.7	760.3	758.9	763.5	764.9	759.8	762.2
t	19.90°	19.97°	20.00°	19.95°	20.00°	19.95°	19.97°	20.00°	20.03°	20.01°
Δt	1.95°	1.99°	3.20°	3.25°	3.25°	3.50°	3.52°	5.44°	5.41°	5.43°
f(%)	79.7	79.2	68.0	67.6	67.6	65.5	65.2	49.9	50.3	50.0
$\kappa\rho$	0.86	0.89	1.36	1.37	1.37	1.46	1.47	2.11	2.12	2.12
k	1.77	1.87	2.81	2.77	2.90	2.97	2.97	4.48	4.39	4.50
α	2.05	2.11	2.06	2.02	2.11	2.03	2.03	2.12	2.07	2.13
n	1.35	1.34	1.40	1.42	1.38	1.41	1.41	1.43	1.43	1.43
V'_5	0.1856	0.1963	0.3260	0.3260	0.3186	0.3406	0.3406	0.5264	0.5030	0.5264
ψ_1	0.91	0.94	0.88	0.85	0.89	0.85	0.84	0.82	0.81	0.83
ψ	0.32	0.33	0.31	0.35	0.33	0.33	0.33	0.33	0.26	0.33

TABELLE 47. Versuchsdaten der oberseitigen Verdunstung bei 30°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8
p mm	755.0	750.8	750.8	755.9	751.3	749.0	754.9	754.8
t	30.01°	30.03°	30.07°	30.02°	30.08°	30.05°	30.12°	30.02°
Δt	1.53°	2.36°	3.29°	3.55°	4.18°	4.20°	5.15°	5.37°
f(%)	86.3	80.0	73.1	71.0	66.5	66.5	60.2	58.7
$\kappa\rho$	1.09	1.61	2.16	2.31	2.70	2.70	3.20	3.29
k	1.51	2.14	3.37	3.51	3.86	3.93	5.03	5.47
α	1.38	1.33	1.56	1.52	1.43	1.46	1.57	1.66
n	1.39	1.46	1.42	1.42	1.47	1.46	1.48	1.46
V'_5	0.1676	0.2643	0.3915	0.4100	0.5363	0.4813	0.6388	0.6788
ψ_1	0.99	0.91	1.02	0.99	0.92	0.94	0.98	1.02
ψ	0.37	0.38	0.40	0.39	0.43	0.39	0.42	0.43

k und $\kappa\rho$ in einem Koordinatensystem auf, so verteilt sich die Punktreihe annähernd linear (Abb. 104 oben), und die Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt folgende Formel:

$$k = k_1 (\kappa\rho)^{n_1} = 2.06 (\kappa\rho)^{1.02}$$

wobei k_1 den Verdunstungskoeffizienten bei einheitlicher Flächengrösse und einheitlichem $\kappa\rho$, n_1 die Neigung der Koeffizientengerade bedeutet.

Der Exponent von $\kappa\rho$ ist weit kleiner als bei der vertikalen und den unterseitigen Verdunstungen (vgl. unten), ebenso ist auch der Radiusexponent m kleiner als das Zweifache der Längenexponenten, i.e. $2n$. Dies beruht hauptsächlich darauf, dass die Verdunstung an der Oberseite bei den kleinen Scheiben stark beschleunigt wird, während bei den grossen die Schnellschichtnäherung infolge der Absättigung nach auswärts nicht sehr wirksam wird. Die Exponenten von $\kappa\rho$ und r werden später bei allen Orientierungen noch näher verglichen werden.

Die Zunahme des Radiuseffekts in Bezug auf die Steigerung von $\kappa\rho$ scheint nicht ganz linear vor sich zu gehen, sondern sich asymptotisch einem Endwert von 1.5 zu nähern; bei einer geringen Anzahl von Versuchen ist aber das Verhältnis infolge mässiger Streuung der Versuchsergebnisse nicht näher zu ermitteln. Setzt man also seine Veränderung vorläufig als linear voraus, so lautet die Formel:

$$m = m_1 + q\,\kappa\rho = 1.36 + 0.06\,\kappa\rho, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

wobei m_1 den Schnittpunkt in der Ordinate und q das Inkrement darstellen.

Auf diese Weise können wir k und m der Formel: $V = k\, r^m$ als Funktion von $\kappa\rho$ ausdrücken:

$$V = k_1 (\kappa\rho)^{n_1}\, \pi r^{m_1 + q\kappa\rho} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

und bei 20°

$$V = 2.06 (\kappa\rho)^{1.02}\, \pi r^{1.36+.06\kappa\rho}\ \gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots \quad (29)$$

Bei 30° ist nun die Formel aus 8 Versuchen (Tab. 47 und Abb. 104 unten) wie folgt:

$$V = 1.32 (\kappa\rho)^{1.14}\, \pi r^{1.38+.03\kappa\rho}\ \gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots \quad (30)$$

Es ist sehr auffallend, dass k_1 hier weit kleiner ist als bei 20°, er beträgt nämlich nur 64% des ersteren, also fast wie bei der vertikalen Verdunstung, bei der das Verhältnis von 20° und 30° 100:65 betrug (§ 33). Der Exponent n_1 von $\kappa\rho$ ist grösser als bei 20°, während das Inkrement vom Radiuseffekt q mit Bezugnahme auf den $\kappa\rho$-Wert kleiner ist als bei jenen. Dies Verhältnis ist auch bei anderen Orientierung zu finden

und scheint auf dem Umstand zu beruhen, dass die Abkühlung bei höherer Temperatur unter gleichem $\kappa\rho$ stärker als bei niedriger Temperatur ist, sodass die konvektive Strömung näher vorbeizieht (§ 42). Die Exponenten werden dadurch gesteigert, während das Inkrement infolge der Näherung zum Endwert nicht mehr ansehnlich zunehmen kann.

§44. Die unterseitige Verdunstung bei 20° und 30°

Diese ist im grossen ganzen der der oberseitigen ähnlich, genauer betrachtet zeigt sie aber einige Eigentümlichkeiten. In Tab. 48 und 49

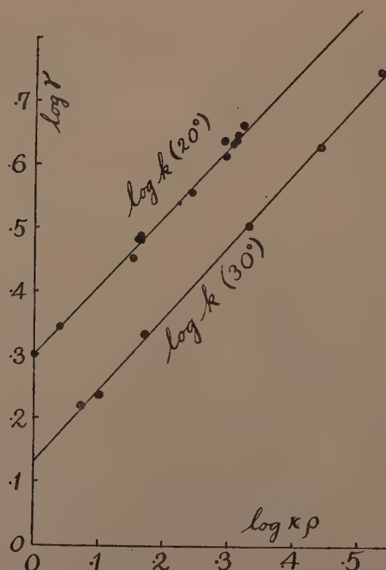


Abb. 105. Die Verdunstungsgeraden von log k der unterseitigen Verdunstung bei 20° und 30°.

sind dreizehn Versuche bei 20° und sechs Versuche bei 30° angegeben und in Abb. 105 veranschaulicht. Die Verdunstungsformeln, berechnet aus diesen Tabellen, sind folgende:

$$20° \qquad V = 2.00\,(\kappa\rho)^{1.09}\,\pi r^{1.36+.06\kappa\rho}\ \gamma/\mathrm{sec} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

$$30° \qquad V = 1.35\,(\kappa\rho)^{1.14}\,\pi r^{1.44+.02\kappa\rho}\ \gamma/\mathrm{sec} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

Das Verhältnis von k_1 bei 30° : 20° oder die Quotientenabnahme beträgt hier 68%. Die Exponenten von $\kappa\rho$ und r, nämlich n_1 und m_1, sind bei 30° etwas grösser, während das Inkrement q kleiner ausfällt als bei 20°. Im Vergleich mit der oberseitigen Verdunstung ist der Radiuseffekt hier merklich grösser, was hauptsächlich darauf beruht, dass bei jener die

TABELLE 48. Versuchsdaten der unterseitigen Verdunstung bei 20°.

Nr. d. Vers.	p mm	t	Δt	$f(\%)$	$\kappa\rho$	k	α	n	V'_5	ψ_1	ψ
1	754.4	19.94°	2.26°	76.7	0.99	1.99	2.00	1.38	0.2348	0.88	0.35
2	755.7	19.78°	2.53°	74.0	1.09	2.24	2.04	1.42	0.2650	0.89	0.35
3	754.7	20.00°	3.35°	66.8	1.42	2.83	1.99	1.47	0.3590	0.84	0.36
4	761.5	20.00°	3.45°	66.0	1.44	3.04	2.11	1.46	0.3780	0.88	0.37
5	760.7	20.00°	3.50°	65.6	1.46	3.03	2.07	1.46	0.3804	0.87	0.37
6	764.7	20.05°	3.50°	65.5	1.46	3.07	2.11	1.45	0.3814	0.88	0.37
7	761.3	20.07°	4.29°	58.9	1.75	3.59	2.05	1.49	0.4600	0.84	0.36
8	760.3	20.32°	4.85°	54.8	1.96	4.35	2.22	1.46	0.5370	0.90	0.38
9	742.7	20.05°	4.89°	54.7	1.97	4.11	2.08	1.49	0.5350	0.84	0.38
10	755.5	20.03°	5.07°	52.5	2.02	4.29	2.12	1.48	0.5563	0.85	0.37
11	758.7	19.92°	5.21°	51.5	2.05	4.36	2.13	1.47	0.5590	0.84	0.36
12	755.2	20.01°	5.20°	51.9	2.06	4.43	2.15	1.48	0.5650	0.85	0.37
13	762.3	20.00°	5.30°	50.6	2.09	4.58	2.19	1.45	0.5700	0.86	0.36

TABELLE 49. Versuchsdaten der unterseitigen Verdunstung bei 30°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6
p mm	752.6	754.4	753.0	751.7	751.6	751.9
t	30.01°	30.05°	30.12°	30.06°	30.05°	29.97°
Δt	1.72°	1.82°	2.21°	3.22°	4.32°	5.62°
$f(\%)$	85.3	84.3	81.5	73.4	65.6	57.2
$\kappa\rho$	1.18	1.26	1.49	2.14	2.76	3.42
k	1.65	1.72	2.15	3.19	4.24	5.61
a	1.40	1.37	1.45	1.49	1.54	1.64
n	1.46	1.47	1.46	1.44	1.49	1.50
V'_5	0.2000	0.2160	0.2600	0.3830	0.5390	0.7725
ψ_1	0.96	0.95	0.97	0.99	0.98	1.00
ψ	0.39	0.40	0.40	0.40	0.42	0.47

Wirkung der frischen Aussenluft am Rand desto wirksamer wird, je grösser die Scheibe ist. Bei der Ausgleichungsrechnung wird ferner der Ordinatenwert infolge des Gewichts von grösseren Scheiben mehr nach unten verschoben als er bei der Verdunstung von 1 cm Scheiben in der Tat betragen sollte (s. Tabelle), sodass dadurch die Differenz von k in den Formeln der ober- und unterseitigen Verdunstungen ziemlich stark verringert wird. Jedenfalls ist bei den kleineren Scheiben die Strömungsweite der Konvektion noch kurz, zudem ist auch die Randdiffusion verhältnismässig stark, sodass die Verdunstungsgrössen ungeachtet der verschiedenen Raumorientierungen mehr und mehr gleichmässig werden. Mit zunehmender Grösse weist hingegen die Verdunstungsmenge je nach der Orientierungsweise der Fläche immer mehr Abweichungen auf.

Dass bei der Fläche von 5–10 cm Grösse die unterseitige Verdunstung diejenige der oberseitigen übertrifft, hat schon SEYBOLD ('29, S. 12) anerkannt. Dies ist aber ebenfalls ihren grossen Dimensionen zuzu-

schreiben. Umgekehrt ist bei der Psychrometerkugel – sofern diese im autokonvektiven Stromfeld verdunstet — die Differenz der Abkühlung nach der Grösse von Hg-Kugeln kaum unterscheidbar (§ 58), was ebenfalls auf ihre kleinen Dimensionen zurückzuführen ist.

§45. Die beiderseitige Verdunstung bei 20° und 30°

Bei der einseitigen Verdunstung wird unvermeidlich Wärme aus der Rückseite eingeführt, die absolute Menge derselben soll aber je nach der Dicke der Pappe usw. verschieden sein. Es ist also auch lehrreich, die beiderseitige Verdunstung ohne Zufuhr der heterogenen Wärme zu prüfen.

Für diesen Zweck liess ich die nur am Rand paraffinierten Scheiben bei 20° (Tab. 50 und Abb. 106 A oben) und 30° (Tab. 51 und Abb. 106 A unten) [1], sowie vergleichshalber auch die Doppelscheiben bei 20° verdunsten. Von den letzteren wurden je zwei gleichgrosse Scheiben mit

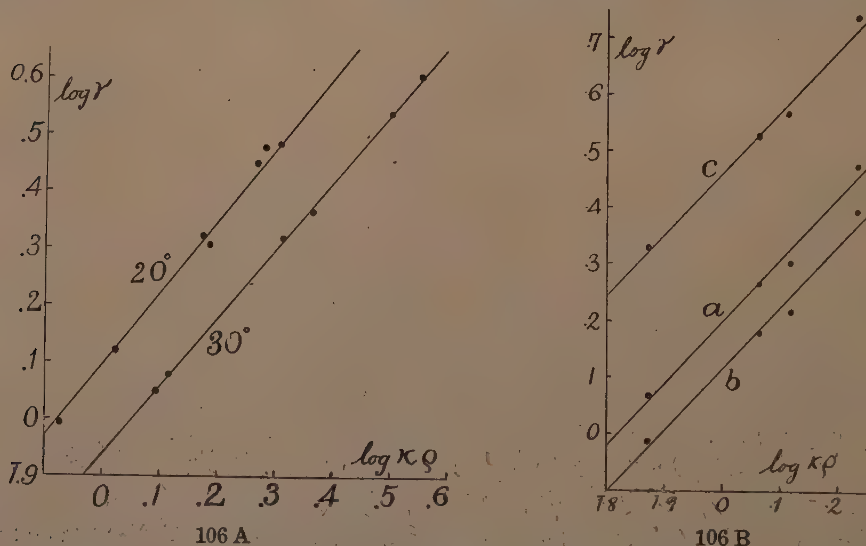


Abb. 106. A: Die Verdunstungsgeraden von log *k* der beiderseitigen Verdunstung bei 20° und 30°; B: diejenigen der Doppelscheiben bei 20°, a Oberseite, b Unterseite und c gesamte Verdunstung.

ihren paraffinierten Flächen gegeneinandergesetzt, damit die Verdunstung von beiden Flächen getrennt gemessen werden konnte. Jedes Scheibenpaar erreichte damit eine doppelte Dicke (mehr als 5 mm). Wenngleich die Versuchszahl gering war, so waren die Ergebnisse doch lehrreich (Tab. 52 und Abb. 106 B).

(1) Ausser in den Gleichungen 33 und 34, wurden in diesen Tabellen und Abbildungen die Verdunstungsmenge sowie die von ihr abgeleiteten Werte halbiert, um die Werte für eine einseitige Oberfläche hervorzuheben.

TABELLE 50. Versuchsdaten der beiderseitigen Verdunstung bei 20°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7
p mm	748.4	752.2	756.3	750.1	748.1	753.0	756.0
t	20.08°	20.02°	20.01°	20.05°	19.99°	20.07°	19.98°
Δt	1.87°	2.41°	3.57°	3.62°	4.55°	4.75°	5.13°
f (%)	80.6	75.4	64.9	64.5	57.0	55.4	52.4
$\kappa\rho$	0.84	1.06	1.50	1.53	1.85	1.92	2.03
k	1.01	1.32	2.09	2.02	2.80	2.99	3.03
a	1.20	1.25	1.40	1.31	1.51	1.56	1.49
n	1.45	1.45	1.48	1.48	1.48	1.45	1.49
V'_5	0.1326	0.1571	0.2518	0.2549	0.3634	0.3566	0.3964
ψ_1	0.54	0.55	0.59	0.56	0.62	0.63	0.59
ψ	0.24	0.22	0.24	0.24	0.28	0.25	0.26

TABELLE 51. Versuchsdaten der beiderseitigen Verdunstung bei 30°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6
p mm	753.0	755.2	755.6	752.1	753.9	754.2
t	30.01°	30.01°	29.95°	29.99°	30.02°	29.94°
Δt	1.78°	1.89°	3.12°	3.55°	5.13°	5.98°
f (%)	84.6	83.7	74.1	71.0	60.2	55.0
$\kappa\rho$	1.24	1.30	2.06	2.32	3.18	3.58
k	1.12	1.20	2.07	2.31	3.43	4.00
a	0.90	0.92	1.01	1.00	1.08	1.12
n	1.51	1.51	1.49	1.50	1.51	1.54
V'_5	0.1464	0.1596	0.2694	0.2990	0.4695	0.5717
ψ_1	0.63	0.63	0.66	0.65	0.67	0.67
ψ	0.29	0.28	0.29	0.29	0.31	0.32

TABELLE 52. Beiderseitige Verdunstung der Scheibenpaare bei 20°.
a obere Scheibe, b untere Scheibe, c beide zusammen.

Nr. d. Vers.	1			2			3			4		
p mm	755.1			756.9			748.9			750.1		
t	19.99°			20.05°			20.15°			19.97°		
Δt	1.65°			2.67°			3.00°			4.13°		
f(%)	82.6			73.0			70.1			60.3		
$\kappa\rho$	0.74			1.16			1.31			1.70		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
k	1.16	0.97	2.13	1.84	1.51	3.35	2.01	1.64	3.65	2.96	2.47	5.43
a	1.57	1.31	2.87	1.59	1.31	2.90	1.53	1.26	2.80	1.74	1.45	3.18
n	1.44	1.42	1.43	1.43	1.44	1.43	1.43	1.45	1.44	1.45	1.47	1.46
V'_5	0.1450	0.1180	0.2630	0.2194	0.1836	0.4030	0.2420	0.2080	0.4500	0.3594	0.3158	0.6752
ψ_1	0.70	0.59	1.29	0.69	0.57	1.25	0.67	0.55	1.22	0.72	0.60	1.31
ψ	0.30	0.24	0.54	0.28	0.23	0.51	0.27	0.23	0.51	0.29	0.26	0.55

Drückt man die Daten durch Formeln aus, so lauten sie wie folgt:

Einfache Scheiben bei 20° (beide Flächen zusammen):

$$V = 2.50\,(\kappa\rho)^{1.25}\,\pi r^{1.43+.08\kappa\rho}\ \gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots\ (33)$$

Einfache Scheiben bei 30° (beide Flächen zusammen):

$$V = 1.74\,(\kappa\rho)^{1.19}\,\pi r^{1.49+.01\kappa\rho}\;\gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots \quad (34)$$

Doppelscheiben bei 20° (beide Flächen zusammen):

$$V = 2.89\,(\kappa\rho)^{1.10}\,\pi r^{1.40+.03\kappa\rho}\;\gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots \quad (35)$$

Doppelscheiben bei 20°, Oberseite:

$$V = 1.58\,(\kappa\rho)^{1.10}\,\pi r^{1.45+.00\kappa\rho}\;\gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots \quad (36)$$

Doppelscheiben bei 20°, Unterseite:

$$V = 1.31\,(\kappa\rho)^{1.09}\,\pi r^{1.38+.05\kappa\rho}\;\gamma/\text{sec} \quad \ldots\ldots \quad (37)$$

Es ist sehr auffallend, dass bei den Doppelscheiben k_1 bei 20° merklich grösser und n_1 kleiner als bei den einfachen Scheiben ist. Weil es aber hier keinen anderen Unterschied als die Dicke der Pappe gibt, so ist es klar, dass beim Doppelsystem die Zunahme von k_1 auf die Dickenzunahme des Randes, die Abnahme des Exponenten von $\kappa\rho$ aber auf die weniger scharfe Knickung oder das Nichtnäherkommen der Schnellschicht um den Rand herum beruht.

Vergleichen wir nun die Verdunstungen der oberen und unteren Hälften des Doppelsystems, so ist zunächst auffällig, dass die absolute Grösse der unteren infolge der Bespülung durch die schon von oben befeuchtete Luft viel kleiner ausfällt. Das Verhältnis von k_1 der Oberseite zu k_1 der Unterseite in Prozenten ist 55 : 45.

Betreffs des Radiuseffekts m zeigen beide, die obere und die untere Hälfte des Doppelsystems — sowohl im Ordinatenwert, als auch im Inkrement — auffallende Unterschiede; bei der unteren Hälfte ist m_1 kleiner und q grösser, während diese beiden bei den einfachen Scheiben etwa Mittelstelle einnehmen. Die Wirksamkeit der Schnellschichtnäherung an der unteren Kante mit zunehmendem $\kappa\rho$ ist also deutlich wahrnehmbar.

Vergleichen wir diese Ergebnisse weiter mit denjenigen der einseitigen Verdunstung (§ 43 und 44), so gibt es auch hier ansehnliche Unterschiede. Der spezifische Verdunstungskoeffizient k_1 der oberen Hälfte verhält sich zu dem der oberseitigen Verdunstung wie 1.58 : 2.06, zeigt also eine Abnahme von 23.3% des ersteren, was ohne weiteres auf die Verhinderung der heterogenen Wärmezufuhr beruht. Die untere Hälfte zeigt zudem infolge Befeuchtung der vorbeiströmenden Luft eine noch grössere Abnahme im Verhältnis zur unterseitigen Verdunstung; sie erreicht nämlich nur 65.5% (1.31 : 2.00) der letzteren.

Vergleichen wir zuletzt die Verdunstung der einfachen Scheiben bei 20° und 30°, so fallen uns wiederum einige Eigentümlichkeiten auf. Bei 30° ist nämlich m weit grösser als bei 20°, und zwar weit mehr als bei den anderen Orientierungen; es erreicht fast den Endwert 1.5 mit kleinem Inkrement. Es scheint demnach, dass bei der beiderseitigen Verdunstung die Schnellschicht bei höherer Temperatur schon bei niedrigem $\kappa\rho$ beiden Flächen genügend nahekommt, sodass der Radiuseffekt fast vollkommen in Wirksamkeit treten kann.

§46. Die Verdunstung der randgeschützten, oberseitigen Fläche bei 20° und 30°

Die Verdunstungsdaten dieses Systems sind in Tab. 53 und 54 angegeben und in Abb. 107 graphisch dargestellt. Daraus ergeben sich folgende Verdunstungsformeln:

$$20^\circ \quad V = 1.33\,(\kappa\rho)^{1{,}17}\,\pi r^{1{,}27+{,}09\kappa\rho}\ \gamma/\mathrm{sec} \quad \ldots\ldots \quad (38)$$

$$30^\circ \quad V = 1.07\,(\kappa\rho)^{1{,}18}\,\pi r^{1{,}32+{,}03\kappa\rho}\ \gamma/\mathrm{sec} \quad \ldots\ldots \quad (39)$$

Bei der randgeschützten Scheibe wird begreiflicherweise die autokonvektive Strömung geschwächt, und auch die Schnellschicht nähert sich

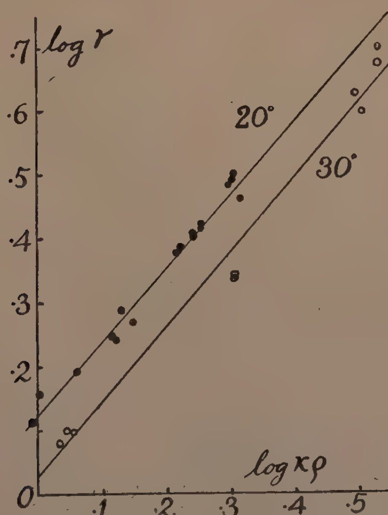


Abb. 107. Die Verdunstungsgeraden von log k der umgeränderten Scheibe bei 20° und 30°.

dem verdunstenden Rand nicht sehr, ausserdem wird die Wärmezufuhr aus der Rückseite durch die Unterlage im grossen Ganzen verringert, sodass die Verdunstungsgrösse auch kleiner ausfällt.

Was zuerst den Verdunstungskoeffizienten anbetrifft, so verhält er sich bei 20° im Vergleich mit dem der freiliegenden oberseitigen Verdunstung wie 1.33:2.06; und bei 30° wie 1.07:1.32, m.a.W. beträgt der erstere 64.5 resp. 81.1%. Dass bei höherer Temperatur die Abnahme nicht sehr gross ist, beruht hier darauf, dass sowohl die Strömung wie auch die heterogene Wärmezufuhr mit starker Abkühlung der Verdunstungsfläche verhältnismässig mehr beschleunigt werden (vgl. Tab. 44, S. 162).

TABELLE 53. Versuchsdaten der einseitigen, randgeschützten Scheiben bei 20°.

Nr. d. Vers.	p mm	t	Δt	$f(\%)$	$\kappa\rho$	k	α	n	V'_5	ϕ_1	ϕ
1	757.4	20.10°	2.21°	77.2	0.98	1.29	1.32	1.42	0.1500	0.58	0.23
2	750.2	20.12°	2.25°	76.9	1.00	1.43	1.43	1.35	0.1480	0.64	0.22
3	762.9	20.06°	2.58°	73.1	1.14	1.55	1.36	1.37	0.1630	0.60	0.21
4	758.1	20.00°	3.05°	69.4	1.30	1.76	1.36	1.40	0.2036	0.58	0.23
5	755.7	20.31°	3.04°	69.7	1.32	1.75	1.32	1.41	0.2074	0.58	0.23
6	759.0	19.95°	3.15°	68.5	1.34	1.85	1.39	1.38	0.2062	0.59	0.22
7	764.0	20.00°	3.20°	68.1	1.35	1.94	1.44	1.34	0.2016	0.63	0.21
8	763.0	20.00°	3.30°	66.8	1.40	1.86	1.32	1.40	0.2056	0.62	0.21
9	765.3	19.95°	4.00°	61.1	1.64	2.39	1.46	1.46	0.3156	0.60	0.27
10	757.3	20.05°	4.05°	61.1	1.67	2.43	1.46	1.44	0.3016	0.60	0.25
11	764.3	20.11°	4.28°	59.0	1.74	2.54	1.46	1.44	0.2950	0.59	0.23
12	763.4	19.95°	4.30°	58.6	1.74	2.55	1.46	1.47	0.3016	0.59	0.24
13	754.5	20.00°	4.40°	58.1	1.79	2.66	1.48	1.47	0.3374	0.61	0.26
14	767.4	20.05°	4.50°	57.4	1.80	2.63	1.46	1.43	0.3180	0.58	0.24
15	761.7	19.97°	5.00°	53.2	1.98	3.05	1.54	1.45	0.3590	0.61	0.24
16	760.9	19.98°	5.05°	52.8	2.00	3.12	1.56	1.47	0.3994	0.62	0.27
17	758.9	20.00°	5.10°	52.5	2.02	3.18	1.58	1.45	0.3758	0.62	0.25
18	765.0	19.97°	5.21°	51.0	2.06	2.90	1.41	1.44	0.3430	0.56	0.22

TABELLE 54. Versuchsdaten der einseitigen, randgeschützten Scheiben bei 30°.

Nr. d. Vers.	1	2	3	4	5	6	7	8
p mm	750.7	752.4	752.9	749.8	750.5	753.2	751.0	750.8
t	30.04°	30.20°	30.02°	30.01°	29.98°	29.96°	30.00°	30.09°
Δt	1.54°	1.60°	1.62°	3.02°	3.03°	5.03°	5.12°	5.53°
$f(\%)$	86.6	86.4	85.9	74.9	74.8	60.8	60.5	57.8
$\kappa\rho$	1.08	1.10	1.13	2.02	2.02	3.12	3.16	3.40
k	1.19	1.26	1.24	2.17	2.20	4.26	3.99	4.75
α	1.10	1.14	1.09	1.07	1.09	1.37	1.26	1.48
n	1.35	1.35	1.37	1.42	1.39	1.41	1.44	1.44
V'_5	0.1300	0.1286	0.1348	0.2544	0.2400	0.4913	0.4890	0.5530
ψ_1	0.77	0.79	0.77	0.72	0.73	0.85	0.78	0.86
ψ	0.27	0.29	0.28	0.29	0.27	0.34	0.32	0.34

Der Exponent von $\kappa\rho$ ist hier beträchtlich grösser als bei der freiliegenden Verdunstung; er verhält sich nämlich bei 20° wie 1.17:1.02 und bei 30° wie 1.18:1.14. Dies beruht vielleicht darauf, dass die

durch den Randring geschwächte Strömung mit der Zunahme von $\kappa\rho$, also auch mit der der Temperaturdifferenz, rascher verstärkt wird, und somit eine merkliche Steigerung des Exponenten hervorbringt. Der Radiuseffekt ist auch gering, zumal bei 20°; das Inkrement q bei 20° ist aber auffallend gross, was ebenfalls auf rasche Zunahme des Effekts bei der grösseren Fläche bei starker Abkühlung mit Steigerung des Sättigungsdefizits hinzudeuten scheint.

§47. Zusammenfassende Betrachtung über die Verdunstungen in horizontaler Lage

Fassen wir nun die Verdunstungen der horizontalen Scheiben zusammen, so ist es zunächst klar, dass sie der allgemeinen Formel: $V = k\pi r^m$ folgen. Von diesen Ziffern sind aber weder k noch m konstante Grössen; sie variieren nicht nur bei verschiedenen Orientierungen der Scheibe, sondern auch je nach dem Sättigungsdefizit und der Lufttemperatur; oder sie lassen sich als exponentiale Funktionen der genannten meteorologischen Faktoren darstellen, die jedoch je nach der Orientierung auch verschieden ausfallen, wie folgende Tabelle darstellt:

TABELLE 55. Die Verdunstungskonstanten bei der vertikalen Scheibe.

		k_1	n_1	m_1	q	ψ_1	ψ	Zahl d. Vers.
Beiderseitige Verdunstung:								
Einfache Scheibe	20°	1.25	1.25	1.43	+0.03	0.58	0.25	7
	30°	0.87	1.19	1.49	+0.01	0.65	0.30	6
Doppelscheibe 20°	Obere Sch.	1.58	1.10	1.45	−0.00	0.70	0.29	
	Untere Sch.	1.31	1.09	1.38	+0.05	0.58	0.24	4
	Beide zusam.	2.89	1.10	1.40	+0.03	1.27	0.53	
Einseitige Verdunstung:								
Oberseitig	20°	2.06	1.02	1.36	+0.06	0.86	0.32	10
	30°	1.32	1.14	1.38	+0.03	0.97	0.40	8
Unterseitig	20°	2.00	1.09	1.36	+0.06	0.86	0.37	13
	30°	1.35	1.14	1.44	+0.02	0.98	0.41	6
Randgeschützt	20°	1.33	1.17	1.27	+0.09	0.60	0.24	18
	30°	1.07	1.18	1.32	+0.03	0.78	0.30	8

Der Verdunstungskoeffizient k lässt sich als exponentiale Funktion von $\kappa\rho$ in $k_1(\kappa\rho)^{n_1}$ zerlegen, wobei n_1 den vorliegenden Versuchen nach zwischen 1.02 bis 1.25 schwankt. Bei der ein- und oberseitigen Verdunstung ist der Wert klein, bei der unter- und beiderseitigen Verduns-

tung wird er aber grösser; die höhere Lufttemperatur wirkt bei der einseitigen Verdunstung verstärkend ein.

k_1, der spezifische Verdunstungskoeffizient, bezogen auf den einheitlichen $\kappa\rho$ und cm^2, verändert sich mit der Lufttemperatur. Je höher diese ist, desto kleiner wird der Wert. Soweit ich bei 20° und 30° Versuche anstellt, ist das Verhältnis etwa wie 3 : 2. Vermutlich könnte man k_1 weiter in die Formel: $k_1 = k_2\ (1 - at + bt^2)$ zerlegen, wobei k_2 den Wert bei $t \doteq 0°$ darstellt.

k_2 besteht nun aus zwei Faktoren: der indirekten Wärmezufuhr und der Raumorientierung. Falls der erste Faktor nicht vorhanden ist wie bei der beiderseitigen Verdunstung, so stellt k_2 den reinen Faktor der Form und Orientierung der verdunstenden Fläche dar, welcher mit der autokonvektiven Strömung in unmittelbarem Zusammenhang steht und scheinbar aerodynamisch weiter analysierbar ist. Nach unseren Versuchen schwankt k_1 pro Flächeneinheit bei 20° bei der beiderseitigen Verdunstung zwischen 1.25–1.44, bei der einseitigen zwischen 2.00–2.06 und liegt bei der randgeschützten um 1.33. Jedenfalls weicht k_1 nicht sehr von $\kappa\rho$ ab. Bei 30° beträgt k_1 aber etwa nur 2/3 der genannten Grössen.

Was nun den Radiuseffekt m anlangt, so ist dieser relativ konstant und übersteigt, sofern unsere Versuche ausreichend sind—die beiderseitige Verdunstung ausgenommen—nie 1.5. Dieser Wert scheint demnach den asymptotischen Endwert des Exponenten darzustellen. Er entspricht genau dem Zweifachen des Längenexponenten bei der vertikalen randgeschützten Verdunstung (§ 37 b). Jedenfalls ist der Exponent bei den einseitigen Verdunstungen kleiner als bei der beiderseitigen. Die indirekte Wärmeaufnahme aus der Rückseite wirkt auf die Temperaturverteilung ausgleichend, sodass der lokale Unterschied des Konzentrationsgradienten auch gleichmässiger wird. Dies ist besonders bei der oberseitigen und der randgeschützten Verdunstung, zumal bei der niedrigen Temperatur, der Fall.

Bei dem $\kappa\rho$-Bereich der vorliegenden Unterschungen — von 0.74 bei 20° bis 3.58 bei 30° — variierte der Exponent in Bezug auf das Sättigungsdefizit fast linear, die wahre Kurvenform ist aber wegen der Streuung der Ergebnisse und der geringen Versuchsanzahl nicht bestimmbar. Der Ordinatenwert ist bei der randgeschützten und der oberseitigen Verdunstung, zumal bei niedriger Temperatur, am kleinsten. Je kleiner jedoch der Ordinatenwert ist, desto grösser wird das Inkrement, um bei starkem $\kappa\rho$ schliesslich seinen Endwert zu erreichen.

Nach allem kann man die allgemeine Verdunstungsformel: $V = k\pi r^m$ in: $V = k_1\ (\kappa\rho)^{n_1}\pi r^{m_1 + q\kappa\rho}$ zerlegen, wobei k nur zwischen 0.87–2.06 γ/cm^2 sec schwankt, sofern unsere Versuche gelangt haben.

§48. Die Verdunstungsgrösse der horizontalen Scheiben, bezogen auf die Psychrometerdifferenz

Wie wir bisher gesehen haben, ist die Verdunstung der horizontalen Scheiben der P.-D. fast proportional und es ist stets auffallend, dass erstens, die Verdunstungsgrösse bei kleiner P.-D. unter der Mittellinie und bei grosser P.-D. über der Linie zu liegen kommt; zweitens, dass bei der einseitigen Verdunstung der Ausschlag weit grösser ausfällt als bei der beiderseitigen; und drittens, dass bei derselben Orientierung die Verdunstung bei 30° etwas grösser als bei 20° ist. Die Verhältnisse sind also ganz ähnlich wie bei der vertikalen Fläche.

Vergleichen wir weiter den ψ-Wert der horizontalen Fläche mit demjenigen der vertikalen, entsprechenden Flächen, so ist er bei der ersteren ψ_1 etwas grösser und ψ etwas kleiner als bei der letzteren. Dies beruht ohne Zweifel darauf, dass bei der horizontalen Scheibe der Umfang derselben, bezogen auf die Flächengrösse, mit abnehmendem Radius immer mehr zunimmt, sodass die Verdunstung am Rand, die den k-Wert bestimmt, stärker wird als an der oberen 1 cm Strecke der vertikalen Fläche. Gegen die Mitte der Scheibe nimmt hingegen die Verdunstung rascher ab, sodass die flächenrelative Verdunstung der gesamten Fläche kleiner wird als bei jener.

IX. Versuche mit dem PICHE-Evaporimeter

Das PICHE-Evaporimeter ist neuerdings als physikalischer Standard der Transpiration öfters benutzt worden. Seine Verdunstungsfläche ist aber nicht anders als die der benetzten Papierscheibe, über welche wir bereits gehört haben. Das Evaporimeter ist bisher hauptsächlich im Freien unter zufälligen Bedingungen benutzt worden. Das eigene Evaporationsvermögen soll jedoch zunächst unter möglichst einfachen Bedingungen geprüft werden, um dann weiter die verwickelten Fälle auseinanderzusetzen. Dazu habe ich über das Evaporimeter einige Versuche in Luftruhe in der Dunkelkammer ausgeführt. Bevor ich aber auf Einzelheiten eingehe, möchte ich zuerst die Beschaffenheit dieses Evaporimeters klarstellen.

§49. Vorbemerkungen über das PICHE-Evaporimeter

Das Evaporimeter, welches seit 1872 bekannt ist,[1] wurde je nach den Untersuchern in mehr oder minder modifizierten Formen angewandt

(1) Bull. de l'assoc. scientif. de France, X, S. 166, zitiert aus Zeitschr. f. österr. Gesellsch. für Meteorol. 8 ('73) 270.

(BONGARDS, '26, S. 200; VON DEM BORNE, '30, S. 426; LEICK, '39, S. 1685 und darin zitierte Literatur), das wesentliche Prinzip ist aber überall dasselbe. Es besteht nämlich aus einer Papierscheibe, die mit aus einer oben geschlossenen Glasröhre kommendem Wasser versorgt wird.

Die Ablesung der Verdunstungsmenge durch Herabsinken des Wasserspiegels ist aber für genaue Untersuchungen nicht ausreichend, denn man kann dadurch höchstens eine Höhe von 0.1 mm, also eine Wassermenge von etwa 10 mg pro cm^2 Oberfläche unterscheiden. Der Quellungsgrad der Scheibe ist auch je nach der Verdunstungsstärke verschieden und dieser wirkt, im Zusammenhang mit dem Unterdruck in der Bürette (§ 54), auf die Höhe des Wasserspiegels ungleichartig ein. Auch Kondensierung des Wasserdampfs an der Innenwand der Röhre, welche im Freien leicht vorkommt, lässt die Messung unzuverlässig werden. Alle diese Fehlerquellen kann man aber durch Wägung völlig beseitigen. Für genaue Messung ist mithin eine geeignete Wage unentbehrlich.

Es wurde ferner nicht selten betont, dass die Verdunstung von der Höhe der Wassersäule in der Röhre abhängig ist, dass auch die Textur des Fliesspapiers die Verdunstungsstärke verändert (BORNE, '30, S. 409, LEICK, '39, S. 1692). Sofern meine Versuche ausreichen, sind jedoch diese Einwände nicht gültig (§ 59).

§50. Metodisches und Ergebnisse

Die vorliegenden Untersuchungen wurden anfangs in der Absicht unternommen, festzustellen, wie die Dicke des Scheibenpapiers auf die Verdunstung einwirkt, weil wir schon gesehen haben, dass sowohl bei der vertikalen Platte, als auch bei der horizontalen Scheibe die Randverdunstung nicht minder an der gesamten Verdunstung teilnimmt.

Als Scheiben von verschiedener Dicke wurden eine Art Fliesspapier und zwei Arten Pappe ausgewählt. Das Fliesspapier ist aber für langstündige Verdunstung ohne Wasserzufuhr nicht brauchbar. Deshalb wurde die PICHE-Röhre verwandt. Durch Hinzufügen einer Röhre wird jedoch der Verdunstungszustand der Scheibe nicht minder modifiziert. Daher wurden auch die Scheiben mit und ohne Röhre gleichzeitig versucht.

Die Papierscheibe des PICHE-Evaporimeters wird gewöhnlich ohne Randbedeckung verwendet — beim Fliesspapier ist es ja unmöglich, den Rand allein zu paraffinieren. Es ist aber zunächst nötig zu wissen, ob die Verdunstung aus dem Rand in gleicher Stärke wie die der horizontalen Grundfläche vor sich geht oder nicht. Aus diesen Gründen wurden 6 Formen der Verdunstungsflächen gleichzeitig geprüft, nämlich: drei verschieden dicke Scheiben und eine dicke randparaffinierte Scheibe alle

mit der PICHE-Röhre, ausserdem zwei freigelegte Scheiben mit und ohne Randparaffinierung (Tab. 56).

Die Glasröhre hat ca. 15 cm Länge und 1.13 cm Innendicke ($=1\ cm^2$) (Abb. 108). Die Scheiben, die durch Stecheisen von 3 cm Innendurchmesser rundlich durchbohrt worden waren, zeigen aber nach dem Durchtränken eine Quellung. Die Fliesspapierscheibe betrug hierbei an ihrem Durchmesser je nach Richtung 3.04 resp. 3.08 cm, durchschnittlich also 3.06 cm, und die Pappscheibe 3.03 resp. 3.09 cm, also ebenfalls



Abb. 108. Das PICHE-Evaporimeter, welches bei der vorliegenden Untersuchung gebraucht wurde.

3.06 cm im Mittel. Sie wurden mithin als Kreise von $r=1.53$ cm angenommen. Die Dicke nahm auch nach der Quellung stark zu, nämlich das Fliesspapier von 0.035 zu 0.05 und die zweierlei Pappscheiben von 0.105 zu 0.17 resp. von 0.16 zu 0.26 cm(1).

Die benetzte Pappscheibe behält während der Verdunstung dieselbe Dicke bei, sofern sie sich mit der Röhre in Berührung befindet; ist sie aber als freie Scheibe ohne Wasserzufuhr angelegt, so vermindert sich ihre Dicke nach 4–5-stündiger Verdunstung bis auf 0.24 cm. In diesem letzteren Falle wurde sie durchschnittlich als 0.25 cm dick angesehen.

Was nun die Grösse der verdunstenden Oberfläche anlangt, so lässt sich die der oberen Seite und des Randes der Scheibe leicht berechnen, die der unteren Seite ist aber infolge Berührung mit dem Drahtring nicht genau bestimmbar. Wenn aber die Evaporationsfläche nur zum Teil bedeckt ist, so erleidet die Verdunstung kaum eine nennenswerte Verminderung, weil dabei die anliegende Fläche durch übermässige Verdunstung das Defizit der Absättigung ersetzt (§ 34). Die durch den Ring bedeckte Fläche wurde hier daher nicht in Rechnung gezogen.

Die gesamte Grösse der verdunstenden Oberfläche, die Dicke, das Hinzufügen der Röhre oder Weglassen, Paraffinierung des Randes oder nicht usw., sind aus beistehender Tabelle 56 ersichtlich. Die Flächengrössen der randparaffinierten Scheiben sind hier mit Klammern gekennzeichnet.

---

(1) Der Durchmesser der Scheibe wurde mit einem Glas-Masstab von 0.1 mm Skala, und die Dicke mit einem Uhr-Dickenmesser von ebenfalls 0.1 mm Skala gemessen.

TABELLE 56. Formen der Evaporimeter

Evaporimeterarten	PICHE				Benetzte Scheibe	
Nr. d. Evaporimeter	I	II	III	IV	V	VI
Randzustand	nackt	nackt	nackt	paraffin.	nackt	paraffin.
Dicke der Scheibe cm	0.26	0.17	0.05	0.26	0.25	0.25
Grundfläche cm^2	13.71	13.71	13.71	13.71	14.71	14.71
Randfläche cm^2	2.50	1.63	0.48	(2.50)	2.40	(2.40)
Gesamte Verd.fläche	16.21	15.34	14.19	(16.21)	17.11	(17.11)

Die Versuche wurden mit allen sechs Verdunstungskörpern als ein Satz im Dunkelzimmer bei konstanter Temperatur von 20° innerhalb des Konvektionskastens siebenmal unter verschiedenen Feuchtigkeiten ausgeführt. Die Ergebnisse finden sich nachstehend in Tabelle 57.

TABELLE 57. Verdunstung γ/sec und Verdunstungskonstanten der verschiedenen Evaporationsflächen. F bedeutet die Verdunstung der horizontalen Grundfläche (s. §52). (K enthält hier den Flächenfaktor.)

Nr. der Vers.	Meteorologische Daten t	Δt	$f(\%)$	$\kappa\rho$	Nummer der Verdunstungskörper I	II	III	IV	V	VI	(F)
1	19.96	2.29	76.50	1.01	16.06	15.00	13.56	14.94	15.28	14.61	—
2	19.98	2.43	74.97	1.07	17.39	15.89	14.50	16.17	16.39	15.28	—
3	20.02	3.21	68.01	1.36	23.26	21.60	19.58	21.46	22.08	20.90	—
4	20.02	3.62	64.56	1.52	26.25	24.58	22.01	25.42	25.28	23.89	—
5	20.05	4.05	61.83	1.64	29.72	27.78	24.86	27.15	28.20	25.83	—
6	20.09	4.85	54.76	1.95	36.25	34.21	30.04	33.26	33.92	31.53	—
7	19.99	5.61	48.93	2.19	42.14	39.08	34.53	39.72	39.92	37.42	—
			K		15.91	14.72	13.42	14.81	15.13	14.30	12.79
			n_1		1.24	1.25	1.21	1.21	1.23	1.20	1.21

Aus diesen Daten können wir folgende Erkenntnisse gewinnen:

§51. Die Verdunstungsgrösse des PICHE-Evaporimeters ist eine exponentiale Funktion des meteorologischen Trocknungsvermögen $\kappa\rho$.

Trägt man bei jeder Evaporationsfläche die logarithmierte Verdunstungsmenge als Ordinate und den entsprechenden Verdunstungskoeffizienten als Abszisse in einem Koordinatensystem auf, so erhält man, nicht nur bei den frei gelegten Pappscheiben, sondern auch bei den PICHE-Scheiben, eine annähernd lineare Verteilung der Punktreihe (Abb. 109). Die Neigung der Geraden ist auch in allen Fällen ähnlich. Bildet man aus den Daten durch Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate die Formel: $V = K(\kappa\rho)^{n_1}$, so beträgt K und n_1 von jeder Evaporationsfläche die in den unteren Zeilen der Tab. 57 gegebenen Werte.

Der experimentelle Verdunstungskoeffizient K oder die Verdunstungsmenge bei $\kappa\rho = 1$ ist hier bei den dick- oder nacktrandigen Scheiben grösser als bei den dünnrandigen oder paraffinierten, und es ist sehr auffallend, dass die PICHE-Scheibe, trotzdem diese durch die Röhre 1 cm²

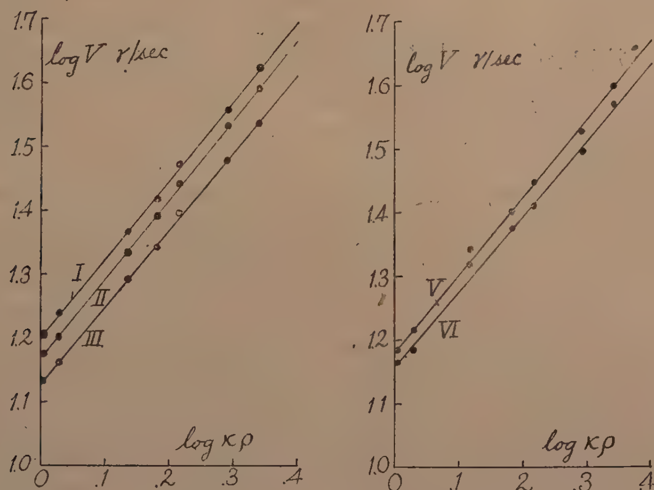


Abb. 109. Die Verdunstungsgeraden von log k der verschiedenen PICHE- und Pappscheiben bei 20°. I—VI die Nr. der Scheiben. (IV liegt eben zwischen V und VI und wurde hier wegen Raumknappheit ausgelassen.)

so weit bedeckt ist, stärker verdunstet als die freiliegenden gleichartigen Scheiben (näheres siehe § 53). n_1 schwankt nur um 1.20–1.25 und wie bei K ist es als Ganzes grösser bei den dick- oder nacktrandigen, aber wegen geringerer Anzahl der Versuche ist die Streuung auch gross, sodass man hierüber Näheres nicht sagen kann.

§52. Die Verdunstung des Scheibenrandes ist seiner Dicke proportional und flächenrelativ grösser als die der horizontalen Grundfläche.

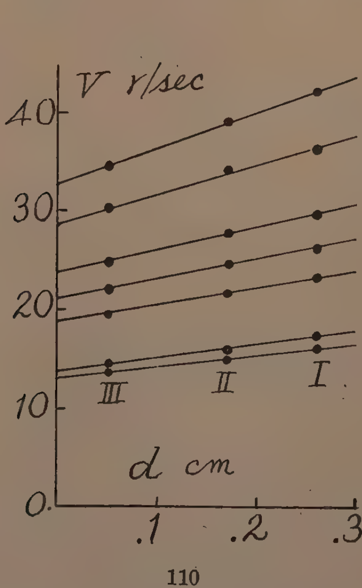
Wir möchten nun bei den nacktrandigen PICHE-Scheiben Nr. I, II und III die Randverdunstung einer vergleichenden Betrachtung unterziehen. Trägt man von diesen drei Scheiben die Verdunstungsmenge und die Randdicke im Koordinatensystem ein, so werden die Punktreihen fast linear, m.a.W., die Zunahme der Verdunstung ist der Dicke fast proportional, ungeachtet dessen, ob die verdunstende Fläche Fliesspapier oder Pappe ist (Abb. 110). Nach VON DEM BORNE ('30, S. 409) sollten die Fliesspapierarten, die er untersucht hatte, betreffs der Verdunstungsstärke einen Korrektionsfaktor von 0.167—0.125 zeigen. Es ist aber fraglich, ob dies nicht durch Windstruktur

hervorgerufen worden ist, denn im Freien kann diese selbst in nah gestellten Stellen oft zu merklichen Abweichungen führen.

Betrachtet man nun die Neigung der Verdunstungsgeraden, so ist es ganz augenscheinlich, dass sie nicht parallel laufen, sondern mit zunehmendem $\kappa\rho$ immer steiler ansteigen. Mit anderen Worten, **die Randverdunstung nimmt mit steigendem $\kappa\rho$ immer stärker zu als die Flächenverdunstung**, deren Grösse der Schnittpunkt der Geraden in der Ordinate anzeigt. Bildet man nun die Formeln der Geraden:

$$V = F + R\,d \quad \dots\dots\dots\dots\dots (40)$$

wobei F die Verdunstung der beiden Grundfläche, R die Randverdunstung in Bezug auf die 1 cm Dicke und d die Dicke des Randes bedeutet, so erhalten wir bei unseren Versuchen für die Verdunstungsgrösse F und R die in den linken Spalten nachstehender Tabelle 58 angeführten Daten.



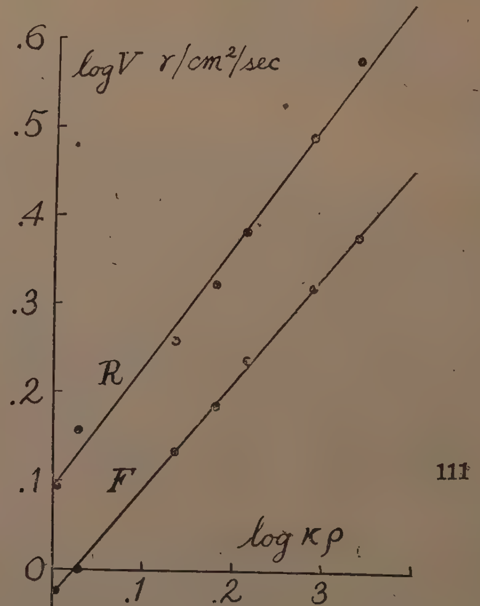


Abb. 110. Die Verdunstungsgrösse (V) im Zusammenhang mit der Dicke der Scheibe (d).

Abb. 111. Vergleich der einheitlichen Verdunstungsgrössen (der Grund- und Randflächen der PICHE-Scheibe.

TABELLE 58. Die Verdunstungen der Grund- und Randfläche

Nr. d. Vers.	F	R	F/cm^2	R/cm^2	$\kappa\rho$
1	12.97	11.91	0.95	1.24	1.01
2	13.72	13.77	1.00	1.43	1.07
3	18.68	17.49	1.36	1.82	1.36
4	21.04	20.26	1.53	2.11	1.52
5	23.74	23.21	1.73	2.41	1.64
6	28.72	29.85	2.10	3.11	1.95
7	32.77	36.33	2.39	3.78	2.19

Vergleichen wir weiter F und R mit $\kappa\rho$, so finden wir folgende Beziehungen:

$$F = 12.79\,(\kappa\rho)^{1,21}$$

$$R = 11.86\,(\kappa\rho)^{1,38}$$

Der Verdunstungskoeffizient von F bezieht sich hier auf die beiden Grundflächen der Scheibe, welche in diesem Falle jedoch oben und unten nicht gleich sind, und der von R auf die 1 cm Dicke des Randes. Die beiden Koeffizienten sind mithin nicht direkt vergleichbar. Rechnet man also die Koeffizienten, bezogen auf einheitliche Flächen, um, so ergeben sich die Formeln:

$$F/\text{cm}^2 = 0.93\,(\kappa\rho)^{1,21}$$

$$R/\text{cm}^2 = 1.23\,(\kappa\rho)^{1,38}$$

Abb. 111 zeigt die logarithmischen Verdunstungsgeraden in Bezug auf einheitliche Flächen. Man sieht daraus, dass die Verdunstung der horizontalen Scheibenfläche bei $\kappa\rho = 1$ weniger als 1 γ und der Exponent von $\kappa\rho$ auch nur 1.21 beträgt, während die Verdunstung des Randes bei $\kappa\rho = 1$ schon 1.21 γ erreicht und der Exponent auch 1.38 beträgt. Diese Ungleichheit hat ihren Grund darin, dass die autokonvektive Schnellschicht mit zunehmendem $\kappa\rho$ immer näher dem Rande entlang vorbeizieht, und dass ausserdem der Rand einen weit grösseren Frontraum der Diffusion besitzt. Man kann daraus entnehmen, dass die Randfläche sich nicht zu der Verdunstungstätigkeit gleichwertig verhält wie die horizontale Grundfläche wie man bisher bloss angenommen hatte.

Es ist auch begreifich, dass der Dampfhunger im Frontraum, selbst wenn der Rand paraffiniert ist, eine übermässige Verdunstung der randnahen horizontalen Fläche hervorruft. Die Verdunstungsmenge der randbedeckten Scheibe ist daher grösser als F. Vergleicht man in Tabelle 57 die K-Werte jedes Evaporimeters mit F, so ist das Verhältnis klar zu erkennen. Z.B. bei der randparaffinierten Scheibe IV überwiegt die Menge 2.02 γ mehr als F. Bei der nacktrandigen Scheibe I ist die Differenz noch grösser. Dass bei den versuchten PICHE-Scheiben sowohl K als auch n_1, und zwar bei den dick- oder nacktrandigen, etwas grösser ausfallen, beruht wohl auf diesem Verhältnis. Es ist also auch verständlich, dass bei den horizontalen Scheiben, trotzdem diese alle randparaffiniert sind, die Zahlen der Verdunstungsformeln etwas grösser ausfallen als sie in Wirklichkeit betragen. Es bleibt aber noch unentschieden, bis auf welche Dicke die Dickenproportionalität der Randverdunstung Gültigkeit hat. Vermutlich vermindert sich die Evaporationsrate mit zunehmender Dicke

mehr und mehr. Sofern aber die Randdicke 1/4 cm nicht überschreitet, geht die Verdunstung fast proportional zu ihr vor sich.

§53. Die Verdunstungsmenge der PICHE-Scheibe ist grösser als die der Scheibe ohne Röhre.

Die Oberfläche der PICHE-Scheibe hier ist stets 1 cm^2 kleiner als die der freien Scheibe. Nichtsdestoweniger ist die Verdunstungsmenge der ersteren stets grösser als die der letzteren. Vergleicht man die K-Werte in Tab. 57, so sind die der ersteren bei den nacktrandigen um 0.78 γ (15.91–15.13) und bei den paraffinierten um 0.51 γ (14.81–14.31) grösser als bei den frei liegenden Scheiben. Der einzige Unterschied dieser zwei Scheiben ist indessen nur das Vorhandensein oder Hinweglassen der Röhre, was also darauf hinweist, dass hier die heterogene Wärmezufuhr eine entscheidende Rolle spielt. In der Tat ist das Röhrenwasser fast so hoch temperiert wie die Luft und dies verhindert die Abkühlung der Scheibe wenigstens in ihrem mittleren Teil, sodass die Dampfkonzentration an ihrer Fläche dementsprechend gesteigert wird. Die Wärmeleitung aus dem unteren Drahtring wirkt dabei auch mit. J e d e n f a l l s i s t e s s i c h e r, d a s s h i e r d i e h e t e r o g e n e W ä r m e z u f u h r w e i t b e s c h l e u n i g e n d e r e i n w i r k t a l s d i e V e r m i n d e r u n g d e s F l ä c h e n a r e a l s.

HUBER ('24, S. 24) war auch schon auf die Wärmezufuhr aus der Röhre aufmerksam und machte einmal Versuche mit einem Evaporimeter, dessen Glasröhre mit einer Hülle von ständig feucht gehaltenem Filtrierpapier umgegeben war. Er fand dadurch, dass die Verdunstung des umhüllten Evaporimeters bei einer Psychrometerdifferenz von 8.1° vor einem Ventilator um 12% hinter der des nicht umhüllten zurückbleibt. Es sei hier aber bemerkt, dass die Scheibe des umhüllten stets eine stärker befeuchtete Luft empfängt als die des nicht umhüllten, sodass die Verdunstungsverhältnisse ziemlich modifiziert worden sein sollten.

Nach allem ist die Verdunstungsverteilung in der PICHE-Scheibe viel verwickelter als die der freien Scheibe. Einerseits spielt die Abnahme der Verdunstung durch Bedeckung mit der Röhre sowie durch Ablösen der konvektiven Strömung von der unteren Ecke der Röhre (vgl. Abb. 20, S. 37), andererseits aber eine heterogene Wärmezufuhr aus dem Röhrenwasser und dem Drahtring eine Rolle, und diese letzere überwiegt die hemmende Wirkung der ersteren weit, obschon die Verdunstung der Scheibenmitte von vornherein schwächer ausfällt. Es ist also auch begreiflich, dass die Verdunstungsabnahme der Scheibe durch Bedeckung mit der Röhre, selbst wenn deren Querschnittgrösse genau 1 cm^2 beträgt, nie einen abgerundeten Wert erreicht, nur dass die Berechnung der Flächengrösse dadurch etwas vereinfacht wird.

§54. Der Höhenunterschied von 10 cm Wassersäule hat keinen Einfluss auf die Verdunstungsstärke

Es wurde oft betont, dass die Höhe der Wassersäule die Verdunstung beeinflusst (VON DEM BORNE, '30, S. 426, LEICK, '39, S. 1692). Um dies zu entscheiden, habe ich mit vier Evaporimetern mit Fliesspapierscheibe, bei denen die Wasserhöhe verschieden war, 8 Versuche durchgeführt, um die Differenz der Verdunstung genau zu vergleichen.

Die Versuche währten je nach dem Falle 4–20 Stunden, teils auch die Nacht über und da es sich hier nur um vergleichende Versuche handelte, so wurden keine halbstündigen Ablesungen der Temperatur und Feuchtigkeit gemacht. Die Lufttemperatur lag während dieser Versuche um 20°±0.2° und die P.-D. je nach dem Tage zwischen 3.8° bis 4.1°. Zum Vergleich wurde ferner die gesamte Verdunstungsmenge aller 4 Evaporimeter als 400% aufgenommen und an jedem desselben die Abweichung aus 100% herausgezogen. Tab. 59 zeigt die Abweichungsprozente sowie die durchschnittlichen Wasserhöhen jedes Versuches.

TABELLE 59. Beziehung zwischen der Wasserhöhe und der Verdunstungsabweichung (Wasserhöhe in cm, Abweichung in % und Versuchsdauer in Stunde).

Evaporimeter	a		b		c		d		
Nr. d. Vers.	Höhe	Abw.	Höhe	Abw.	Höhe	Abw.	Höhe	Abw.	Versuchsdauer
1	12.5	−0.32	8.5	+0.03	3.3	+0.26	2.6	+0.03	18
2	10.5	+0.54	6.4	−0.18	1.7	+0.30	0.4	−0.66	5
3	13.6	−0.26	9.4	−0.26	5.8	+0.20	3.7	+0.32	20
4	11.9	−0.23	7.7	−0.23	3.2	+1.12	2.0	−0.66	5
5	13.7	+0.23	9.3	+0.23	3.0	+0.09	2.8	−0.55	17
6	12.1	−1.17	7.7	+0.62	2.4	+0.39	1.3	+0.16	5
7	1.9	−0.47	13.4	+0.86	13.5	−0.47	2.0	+0.08	20
8	0.25	−0.71	11.7	+0.99	11.8	−0.14	0.3	−0.14	4

Weil die Länge der Röhre hier nur ca. 15 cm betrug, so erreichte die maximale Höhendifferenz bei allen Versuchen nur 13.45 cm. Nur in zwei Fällen betrug die Abweichung mehr als 1%, sonst war sie immer kleiner und zwar im Mittel nicht höher als 0.34%. Es ist hierbei ganz auffallend, dass die positive Abweichung nicht immer bei höherem Wasserniveau erfolgte und die negative nicht bei niedrigerem. Nur bei der Wasserhöhe von weniger als 1 cm ergaben sich stets negative Abweichungen (2d, 7a, 8a u. 8d). Dies beruht aber nicht auf der Druckverminderung, sondern darauf, dass bei geringerer Wassermenge die heterogene Wärmezufuhr der Aussenluft stark vermindert wird, sodass die Abkühlung der Papierscheibe nicht mehr verhindert wird. Wir können also sicher behaupten, dass, sofern die Verdunstung im dunklen, luftstillen Raum stattfindet, der Unterschied der Wassersäule von 10 cm nicht auf ihre Stärke Einfluss haben kann.

Wie aber ist dies möglich? Der Grund hierfür liegt wohl in der Verdampfungskraft der Wassermoleküle, die, wie ich bereits zitiert habe (S. 85), einen gewaltig hohen stromogenetischen Druck auf das Innere des Verdunstungskörpers ausüben, sodass der Druck der Wassersäule fast belanglos wird. Jedenfalls bildet sich das Evaporationswasser der PICHE-Scheibe nicht aus dem durch den Druck der Wassersäule hinausgepressten Wasser, sondern aus durch die Quellung der Papierscheibe nach aussen gesogenem Wasser. Dass die Innenluft der Röhre sich stets in verdünntem Zustand befindet, beruht auch wohl auf diesem Umstand.

Die Höhe des Unterdrucks der Röhrenluft ist aber je nach der Porengrösse der Scheibe, Berührungsweise des offenen Endes mit der Scheibe usw. verschieden. Er steigt immer so hoch, bis Luftblasen durch eine etwaige Lücke hineindringen, um den anwachsenden Unterdruck auszugleichen.

Giesst man nun mit einer Pipette etwas Wasser auf die Scheibe um die Röhre herum, so wird das Wasser sofort in die Röhre hinaufgesogen, bis der Unterdruck ausgeglichen wird. Durch Aufsteigen des Wasserspiegels kann man den Druck berechnen. In einem Fall bei einem Evaporimeter mit Fliesspapier ohne Poren hatte sich der innere Luftraum durch Bewässerung der Scheibe von 105.5 auf 92.5 mm vermindert. Die Wassersäule nahm dabei von 46.5 bis 59.5 mm zu. Die Aussenluft zeigte zur Zeit einen Druck von 751.91 mm Hg; die Röhrenluft erlitt also einen negativen Druck von 92.65 mm Hg oder einer 125.91 cm Wassersäule. Weil diese aber anfangs 4.65 cm hoch war, so sollte die Fliesspapierscheibe zu der Zeit einen Unterdruck von 121.26 cm H_2O erlitten haben. Die Wasserhöhe in der Röhre scheint in dieser Hinsicht auch für die Evaporation belanglos zu sein.

Unter anderem bereitete ich einmal eine PICHE-Röhre von 69 cm Länge. Diese Röhre verhielt sich aber ganz ähnlich wie diejenige von 15 cm Länge. Wenn der Apparat einige Zeit arbeitet, so befindet sich die Innenluft auch im Unterdruck und die Scheibe haftet selbst nach dem Wegnehmen des Drahtrings an der Röhre fest, eine Wassersäule von mehr als 60 cm unterstützend. Wird hingegen das obere Ende der Röhre geöffnet, so leckt das Wasser, selbst wenn der Drahtring von unten dicht angedrückt ist, aus der unteren Röhrenöffnung sofort aus.

Es ist also verständlich, dass das PICHE-Evaporimeter nur dann seine Rolle richtig spielt, wenn die Röhre und die Papierscheibe mit der Wasserschicht ein geschlossenes System ausmachen und das entleerte Wasser durch Luftblasen nach und nach ersetzt wird. Dieses Verhältnis stellt ja das Charakteristische des Evaporimeters dar.

§55. Die Verdunstung des PICHE-Evaporimeters ist der Psychrometer differenz proportional

Stellt man die bereits erhaltenen Ergebnisse der Verdunstungsmenge mit den damaligen Psychrometerdifferenzen im Koordinatensystem dar, so ordnen sich die Punktreihen, sowohl bei den PICHE-Scheiben wie auch

bei den freien Scheiben, alle fast linear an. Das Mittel der P.-D. von 7 Versuchen war hier 3.72°. Die durchschnittlichen Evaporationsgrössen von 7 Versuchen sind aus der 2. Zeile der Tabelle 60 zu ersehen. Daraus ergeben sich die in Abb. 112 veranschaulichten Durchschnittslinien, die

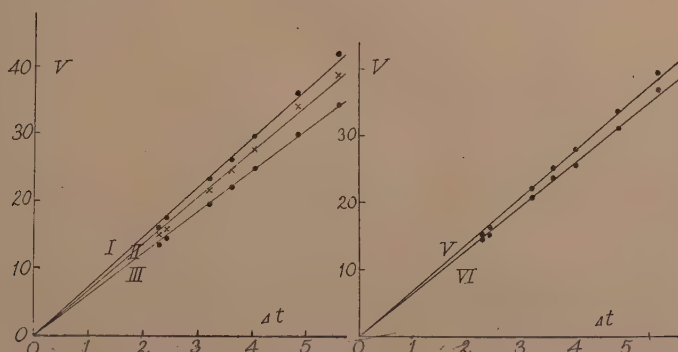


Abb. 112. Die Verdunstungsgrösse der PICHE-Scheiben im Zusammenhang mit der P.-D. (IV wurde hier wegen Raumknappheit ausgelassen).

mit den Punktreihen annähernd übereinstimmen. Die Evaporationsgrösse pro $\Delta 1°$, pro $cm^2\ \Delta 1°$ sowie diejenigen ohne Rücksichtnahme auf die Randfläche sind in der 3.–5. Zeile der Tabelle 60 angegeben.

TABELLE **60.** Evaporationsgrösse γ/sec im Zusammenhang mit der P.-D.

Nr. d. Evaporimeters	I	II	III	IV	V	VI	(*F*)
Durchschnittliche Evapor.-grösse γ/sec	27.30	25.45	22.73	25.45	25.87	24.21	21.66
Diejenige pro $\Delta 1°$	7.34	6.84	6.11	6.84	6.95	6.51	5.82
" " $cm^2\ \Delta 1°$	0.453	0.446	0.431	0.499	0.406	0.443	0.425
Diejenige ohne Rücksichtnahme auf d. Randfläche	0.534	0.499	0.446	0.499	0.473	0.443	0.425

Weil die Scheiben hier alle einen Radius von 1.53 cm besitzen und der Radiusexponent viel geringer als 2 ist, so ist das Verhältnis der Verdunstung pro einheitliche Fläche etwas geringer als dasjenige bei der Scheibe von $r=1$ cm (bzw. des Koeffizienten k). Berechnet man die Evaporationsgrösse der randparaffinierten Scheibe von $r=1.53$ aus der Formel (33) für beide Seiten, wobei $\kappa\rho=1$ ist, so sind:

$$V = 2.50\ \pi r^{1.46} = 14.61\ \gamma/\text{sec}.$$

Hier ist aber die wirkliche Evaporationsgrösse K von der Scheibe VI 14.30 γ, also 2.1% geringer als die der Rechnung. Dies beruht zwar darauf, dass der Exponent, sofern man die 5 Flächen von $r=1$–5 cm alle zusammen behandelt, etwas grösser wird als der der 1.5 cm Scheibe (vgl. § 40 u. 45). Ist $r=1$, so wird die Evaporationsgrösse pro 1 cm^2 der Formel gemäss 1.25 γ, während die der randparaffinierten 1.53 cm Scheibe pro cm^2 nur 14.61 (γ/sec)/14.71 (cm^2) $=0.99\gamma/cm^2$ sec ist (s. Tab. 57), sie beträgt also nur ca. 0.8 mal so viel wie die Scheibe von $r=1$ cm. Bei den Scheiben mit der Röhre sollte das Verhältnis auch ähnlich sein.

Vergleichen wir nun unsere Ergebnisse mit denjenigen von HUBER und DOBISCH, so ist es ohne weiteres klar, dass ihre Versuche stark von Turbulenz beeinflusst wurden. Das Evaporimeter von HUBER ist dem unserer Nr. I ähnlich. Das Mittel aller Bestimmungen soll aber nach ihm 0.131 cm^3 pro Grad P.–D. und 2 Stunden, in C γ S-Einheiten also 1.4 γ/cm^2 sec $\Delta 1°$ sein. Selbst der kleinste Wert seiner Angabe (S. 21) lautet bei $\Delta 6.1°$ 0.60 E, also 1.05 γ, während er beim vorliegenden Fall nur 0.534 γ erreicht. Nach der Angabe von DOBISCH ('14, S. 288) sollte das Absinken des Wasserspiegels pro $\Delta 1°$ und 24 Stunden 0.72 mm, in C γ S-Einheiten also 0.88 γ betragen. Wenngleich die Versuchsbedingungen dort nicht näher beschrieben worden sind, so scheint es sich doch um die Evaporation eines Gefässwassers im Zimmer zu handeln, wobei die heterogene Wärmezufuhr auch von Beeinflussung sein müsste.

Nach diesen Angaben ist es also ersichtlich, dass die Verdunstung im Freien, selbst in anscheinend windlosem Zustand, stark beschleunigt wird und im Zimmer durch kaum fühlbare Luftbewegungen schon merklich gesteigert wird.

§56. Zusammenfassung von Teil II

Obwohl die Verdunstung nichts anders ist als die Diffusion der Wassermoleküle in die Luft, so wird doch der Konzentrationsgradient derselben über der verdunstenden Oberfläche durch die Autokonvektion und den Wärmeaustausch mannigfaltig modifiziert, sodass man sie selbst im dunklen, ruhigen Raum nicht bloss als reine Diffusion behandeln kann.

Für die theoretische Erwägung der Verdunstung ist es ferner unbedingt notwendig, den meteorologischen Diffusionskoeffizienten κ in Betracht zu ziehen und diesen und das Sättigungsdefizit der Luft ρ anstatt durch den Druck durch die Konzentration, d. h. in C γ S-Einheiten darzustellen. Dadurch kann man die Verdunstungsmenge angesichts der obwaltenden Faktoren weiter analysieren (§ 23).

A. *Analyse der Verdunstungsfaktoren*

1. Die Verdunstungsfaktoren im dunklen, ruhigen Raum lassen sich in drei Kategorien einteilen: meteorologische Faktoren; Form, Grösse und Orientierung der Verdunstungsfläche und Zeit. Unter diesen steht die Zeit in stationärem Zustand in geradem Verhältnis zu der Verdunstungsgrösse, sodass man diese sofort in Sekundeneinheit reduzieren kann.

2. Um den Effekt der Dimension (Länge oder Radius) zu ermitteln, muss man Verdunstungsflächen von verschiedener Grösse oder zerlegte Flächen gleichzeitig versuchen. Die Verdunstungsmenge zeigt dann im logarithmierten Koordinatensystem ein fast lineares Verhältnis mit der

Dimension (l oder r), sodass man aus der erhaltenen Punktreihe durch Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate leicht eine Formel der Geraden (Verdunstungsgeraden) ermitteln kann (§ 25).

3. Der Schnittpunkt der Verdunstungsgeraden mit der Ordinatenachse stellt dann den empirischen Verdunstungskoeffizienten k, bezogen auf einheitliche Dimensionen (bei der kreisrunden Fläche muss man den Wert weiter mit π dividieren), und die Neigung der Geraden (Tangente) den Längen- oder Radiuseffekt n oder m dar. Der k-Wert weicht nicht sehr von $\kappa\rho$ ab, bzw. ist im grossen Ganzen mit $\kappa\rho$ gleichwertig; n beträgt ca. $3/4$ und m ist gewöhnlich kleiner als $2 \times 3/4$. Mit anderen Worten, der Dimensionseffekt ist exponential und stets kleiner als die Flächenproportionalität (§ 25 u. 47).

4. Dass der Exponent der Dimension, n oder $m/2$, stets kleiner als Eins ist, beruht hauptsächlich darauf, dass die Verdunstung nach der autokonvektiven Stromrichtung hin eine Absättigung erfährt. Bei der Verdunstung der vertikalen, beiderseitigen, randgeschützten Pappe bei 20° beträgt der Index fast $3/4$, oder der Absättigungsindex $1/4$. Die Absättigung ist nämlich der Viertelwurzel der Stromweite proportional. Bei der randfreien Pappe wird aber die Absättigung infolge der übermässigen Randverdunstung etwas geringer, sodass der Längenexponent grösser als $3/4$ wird. Bei der einseitigen Verdunstung wird n hingegen infolge der Wärmezufuhr von der Rückseite und der daraus hergeleiteten Fernhaltung der Schnellschicht weit weniger als $3/4$. Die höhere Lufttemperatur wirkt auf den n-Wert befördernd ein. Bei der horizontalen Scheibe ist auch ähnliches zu sehen, wenngleich das Verhältnis der Absättigung und des Stromfeldes viel komplizierter wird (§ 37 u. 47).

5. Der empirische Verdunstungskoeffizient k ist, wie erwähnt, dem meteorologischen Verdunstungskoeffizienent $\kappa\rho$ oder dem Trocknungsindex der Luft etwa gleichwertig, sodass man in blosser Hinsicht denselben als Masstab zur Abschätzung der Verdunstungsgrössen beliebiger Flächen verwenden kann. Genauer betrachtet, ist aber der empirische Koeffizient dem meteorologischen weder gleich noch proportional, sondern nimmt mit wachsendem $\kappa\rho$ exponential zu; k lässt sich also weiter in $k_1(\kappa\rho)^{n_1}$ zerlegen, wobei $n_1 > 1$ ist (§ 28 u. 43).

6. Der spezifische Verdunstungskoeffizient k_1 oder derjenige, bezogen auf die einheitliche Dimension und das einheitliche, dynamische Sättigungsdefizit, ist auch je nach der Lufttemperatur und Flächenform verschieden. Bei derselben Flächenform ist er bei niedrigerer Temperatur grösser als bei höherer. Der Exponent n_1 ist auch je nach der Lufttemperatur, der Raumorientierung und dem Wärmeaustauschverhältnis verschieden und sofern unsere Versuche hinreichen, variiert er zwischen 1.01–1.25 (§ 37 u. 47).

7. Dividiert man den k-Wert einzelner Versuche mit dem derzeitigen $\kappa\rho$, so zeigt der Quotient $\alpha = \frac{k}{\kappa\rho}$ die Verdunstungsgrösse, bezogen auf den einheitlichen $\kappa\rho$, den wir als Verdunstungsquotient bezeichnet hatten. Der Quotient α beträgt bei 20° einen Wert von 1 bis 2 und nimmt mit wachsendem $\kappa\rho$ etwas zu, mit steigender Temperatur aber merklich ab, und lässt sich auch in die Formel: $\alpha = k_1 (\kappa\rho)^{n_1-1}$ zerlegen (§ 28).

8. Differenziert man in der Formel der vertikalen Fläche: $V = kl^n$ die Verdunstungsgrösse mit der Länge, so erhält man die Verdunstungsintensität I in Bezug auf die betreffende Länge: $I = knl^{n-1} = il^{n-1}$. i ist hier der Koeffizient der Verdunstungsintensität oder die Intensität bei l=1 cm, und der Exponent $n-1$ bedeutet den Absättigungsindex längs der Stromrichtung, welcher in absoluter Grösse um ¼ schwankt (vgl. 4). Die Verdunstungsintensität nimmt auch mit wachsendem $\kappa\rho$ exponential zu, sodass man I weiter in folgende Formel zerlegen kann: $I = il^{n-1} = i_1(\kappa\rho)^{n_2} l^{n-1}$, wobei i_1 den Intensitätskoeffizienten bei $\kappa\rho$=1 und n_2 den Wirksamkeitsindex von $\kappa\rho$ auf den Intensitätskoeffizienten darstellt (§ 25 u. 28).

9. Dividiert man nun i der einzelnen Versuche mit dem derzeitigen $\kappa\rho$, so zeigt der Quotient: $\frac{i}{\kappa\rho} = \beta$ den Intensitätsquotienten, bezogen auf den einheitlichen $\kappa\rho$. β beträgt 0.94–1.09 bei 20° und 0.62–0.75 bei 30°. Er ist also nur in engerer Grenze variabel und enthält alle wichtigen Konstanten der Verdunstungsformel, denn $\beta = \frac{i}{\kappa\rho} = \frac{kn}{\kappa\rho} = \alpha\, n$. β ist also als die wichtigste Kennzahl der Verdunstung zu bezeichnen und lässt sich weiter in $i_1 (\kappa\rho)^{n_2-1}$ zerlegen (§ 25 u. 28).

Eine derartige Analyse von k und i lässt sich aber nur bei der vertikalen quadratischen Fläche durchführen, nicht aber bei der horizontalen Scheibe, weil bei dieser die autokonvektive Strömung nicht regelrecht vor sich geht, und weil ferner die Absättigung und die Grenzschichtnäherung unter Umständen in entgegengesetztem Sinne wirken.

B. *Verdunstungskälte, Temperaturverteilung und Wärmeaustausch*

10. Die Abkühlung der verdunstenden Pappe wird natürlich durch das Sättigungsdefizit und die Lufttemperatur beeinflusst, sie ist aber je nach der Stelle des konvektiven Stromfeldes verschieden. Auch die Ein- oder Beiderseitigkeit der verdunstenden Fläche hat durch die zuführbare Wärmemenge einen entscheidenden Einfluss auf die Abkühlung (§ 26 u. 42).

11. Der Abkühlungsgrad durch die Verdunstung entspricht im allgemeinen der Verdunstungsstärke. Dies ist besonders bei der beiderseitigen Verdunstung der Fall, bei welcher die konvektive Wärmeauf-

nahme durch die verdunstende Fläche selbst ausgeführt wird. Bei der einseitig verdunstenden Fläche vermindert hingegen die heterogene Wärmezufuhr der nicht verdunstenden Fläche mehr oder minder die Abkühlung der verdunstenden Fläche, und diese wiederum wirkt weiter auf die konvektive Schnellschichtnäherung, Verdunstung und Wärmeaufnahme ein, sodass alle diese Verhältnisse viel komplizierter werden als bei der beiderseitigen Verdunstung (VII u. VIII).

12. Bei der vertikalen Fläche ist die Abkühlung nah am oberen Rand am stärksten, nach unten weniger, und zwar je nach der Ein- resp. Beiderseitigkeit der nassen Fläche mit gewissen Abweichungen. Bei horizontaler Lage ist nun die Temperaturverteilung je nach der Ober- resp. Unterseitigkeit der verdunstenden Fläche verschieden, wenngleich sie im grossen Ganzen von der Mitte der Scheibe nach dem Rand hin absinkt. Dies ist bei der einseitig unterseitigen Fläche am auffallendsten, während bei der oberseitigen der mittlere Teil der Fläche infolge Bespülung durch frische Aussenluft auch etwas niedrigere Temperatur aufweist. Dies Verhältnis kommt bei der randgeschützten Fläche besonders deutlich vor, sodass eine mittenkalte Verteilung zustandekommt. Bei der am Schalengrund verdunstenden Fläche wird nun eine ähnliche mittenkalte Verteilung infolge der Exzentrizität des absteigenden Ersatzstroms stark asymmetrisch. Jedenfalls ist aber die Verdunstung und Abkühlung der kleineren Fläche als Ganzes grösser als diejenigen der grösseren Fläche (§ 26, 41 u. 42).

13. Die Verdunstungskälte der nassen Pappe erreicht aber nie diejenige der Feuchtkugel, was auf die Absättigung der ersteren nach dem Unterlauf hin beruht. Der Abkühlungsgrad der nassen Pappe, vertikal wie horizontal, beträgt bei der beiderseitigen Verdunstung weniger als 2/3 von demjenigen der Feuchtkugel und etwas mehr als 1/3 bei der einseitigen. Die Abkühlung ist ferner unter demselben $\kappa\rho$ bei höherer Lufttemperatur ein wenig stärker als bei niedrigerer (§ 26 u. 42).

14. Die Einstrahlung der Wärme an die verdunstende Fläche ist dem Abkühlungsgrad fast proportional und etwa der Wärmezufuhr durch die konvektive Wärmeleitung gleichwertig. Sie wirkt auf die ungleiche Verteilung der Temperatur ausgleichend ein, ebenso wie die innere Wärmeleitung der Pappe selbst. Das Wärmeaustauschverhältnis der verdunstenden Scheibe in Bezug auf die autokonvektive Verdunstung ist also ohne Berücksichtigung der Einstrahlung wohl verständlich (§ 32).

15. Die Einseitigkeit der Verdunstungsfläche hat einen entscheidenden Einfluss auf die Verdunstungsgrösse und den Exponent. Die Wärmezufuhr von der Rückseite ruft einerseits Erhöhung der Sättigungskonzentration an der Verdunstungsfläche hervor, andererseits vermindert sie aber das Näherkommen der Schnellschicht zur Oberfläche und dadurch auch die konvektive Wärmeaufnahme der verdunstenden Fläche selbst.

Diese zweierlei Tendenzen wirken sich entgegen und die Verdunstungsgrösse und -verteilung erleiden dadurch eine Modifikation, und zwar so, dass der Verdunstungskoeffizient eine Zunahme und der Exponent eine Abnahme erfährt, verglichen mit der zweiseitigen Verdunstungsfläche. Das Verhältnis ist natürlich je nach dem Wärmeleitvermögen des verdunstenden Körpers sowie nach der Raumorientierung der Fläche verschieden. Bei der Papierscheibe des PICHE-Evaporimeters überwiegt die durch die Wärmezufuhr vom Bürettenwasser verursachte, beschleunigende Wirkung sogar eine Verdunstungszunahme durch die teilweise Bedeckung der Scheibe mit der Bürette. Jedenfalls ist das Verdunstungsverhalten der einseitigen Fläche hinsichtlich der meteorologischen Wirkungen viel unmittelbarer als bei der zweiseitigen (VII, VIII u. IX).

C. *Sättigungsdefizit, Gefälle und Gradient*

16. Bei der Verdunstungsfläche mit kleiner Wärmekapazität ist eine stärkere Abkühlung das Zeichen der stärkeren Verdunstung. Die Verdunstung ist hier also nicht durch das Gefälle der Dampfkonzentration: Verdunstungsfläche/Aussenluft, sondern durch den Gradienten knapp über der Fläche bedingt. Der Gradient ist aber je nach der Stelle des konvektiven Stromfeldes und der Raumorientierung der Fläche verschieden, weil die Absättigung, die Schnellschichtnäherung, der Wärmeaustausch — welche alle miteinander zusammenhängen — von Ort zu Ort ungleich ausfallen, sodass man praktisch den Gradienten nicht als Masstab der Verdunstung nehmen kann (§ 29, 30 u. 38).

17. Bei der vertikalen sowie der horizontal-unterseitigen Verdunstungsfläche wird z.B. der Gradient infolge der Absättigung stromab vermindert, während bei der horizontal-oberseitigen die Schnellschichtnährung gegen den Rand hin weitaus die Absättigung nach radiär auswärts überwiegt, sodass die Verdunstungsverteilung unterwegs eine Umkehrung erfährt. Dies ist bei der 2 cm breit umränderten Scheibe noch deutlicher (§ 29 u. 38).

18. Das Sättigungsdefizit ist als solches kein Masstab der Verdunstung. Erfahrungsgemäss weicht aber der empirische Verdunstungskoeffizient k vom dynamischen Sättigungsdefizit $\kappa\rho$ nicht sehr ab, sodass man durch Ablesung der meteorologischen Daten die Verdunstungsintensität abschätzen kann. Dies beruht zwar darauf, dass das Gefälle der Wasserdampfkonzentration zwischen der Fläche und der Aussenluft in 1 cm Entfernung nicht sehr von demjenigen des wirklichen Gradienten unmittelbar über der abgekühlten Verdunstungsfläche abweicht (§ 30).

D. *Randverdunstung*

19. Die Beschleunigung der Verdunstung nah am Rand der Fläche, die sog. Randwirkung, beruht einerseits auf Erweiterung des Frontraums

der Diffusion, andererseits aber auf Gradientenzunahme der Dampfkonzentration am Rand durch autokonvektive Schnellschichtnäherung, wenngleich diese letztere je nach der Stromrichtung verschieden ausfällt und im Zusammenhang mit der Absättigung die genannte Wirkung mehr oder minder modifiziert. Bei der Scheibe am Schalengrund wird deshalb die Wirkung völlig aufgehoben und die Verdunstung wird am Rand am geringsten (§ 34 u. 38).

20. Die Verdunstung der Randfläche ist ihrer Dicke proportional und viel stärker als die der Grundfläche. Selbst wenn die Randfläche paraffiniert ist, so wird doch die Verdunstung nah am Rand der Grundfläche übermässig beschleunigt, um den Dampfhunger des Frontraums zu ergänzen (§ 34 u. 52).

E. *Temperatureffekt bei der Erreichung des Wärmegleichgewichts*

21. Die Sättigungskonzentration des Wasserdampfes ist der Lufttemperatur nicht proportional, sondern nimmt mit steigender Temperatur immer zu. Bei höherer Temperatur wird mithin eine gleiche Konzentrationsabnahme der Verdunstungsfläche schon mit geringerer Abkühlung erreicht. Das Wärmegleichgewicht wird also bei höherer Temperatur schneller erreicht als bei niedrigerer, bis die Abkühlung den gleichen Grad erreicht. Weil aber die Verdunstungsgrösse eines Körpers von kleiner Wärmekapazität dem Abkühlungsgrad fast proportional vor sich geht, so ergibt sich daraus, dass die Verdunstung bei höherer Temperatur unter gleichem Sättigungsdefizit geringer ist als bei niedrigerer Temperatur, was wir als „Temperatureffekt bei der Erreichung des Wärmegleichgewichts" bezeichnet hatten. Der Effekt beträgt bei allseitig verdunstendem Körper ca. 2/3 mit 10° Temperaturanstieg, wie es auch die Psychrometertafel verständlich macht (§ 33).

F. *Verdunstung und Psychrometerdifferenz*

Das Verhältnis: Verdunstungsgrösse einer bestimmten Pappfläche/ P.–D. ($= \psi$) oder: Verdunstungskoeffizient derselben/ P.–D. ($= \psi_1$) sind ungeachtet der Temperatur und Feuchtigkeit annähernd konstant. Dies beruht auf dem Umstand, dass die Pappe wie die Feuchtkugel selber ein Verdunstungskörper von kleiner Wärmekapazität ist und ihre Verdunstungsgrösse der P.-D. fast proportional ist. Die Verhältnisse ψ und ψ_1 sind natürlich je nach Form, Grösse und Raumorientierung sowie Ein- oder Zweiseitigkeit der Verdunstungsfläche verschieden. Genauer betrachtet, ist ferner die Verdunstungsgrösse bei kleiner P.–D. etwas geringer und bei grosser P.–D. etwas grösser als die durchschnittliche Verhältniszahl,

und ausserdem ist sie unter derselben P.–D. bei 30° etwas grösser als bei 20°. Jedenfalls ist aber die P.–D. ein bequemer Verdunstungsstandard, weil sie keinen nennenswerten Temperatureffekt aufweist wie bei a (§ 31, 48 u. 55).

Teil III

ALLGEMEINES UND RÜCKBLICK

X. Zur Theorie des Psychrometers

Bekanntlich gibt es zwei Arten von Psychrometer, das aspirierende und das stehende. Die Psychrometertheorie ist hauptsächlich auf Grund des aspirierenden aufgebaut, während das stehende meines Wissens nicht näher behandelt wurde, ja, sogar als unrichtig oder unbrauchbar betrachtet wird (SEYBOLD, '29, S. 67), wenngleich es schon viele — je nach dem Reiche mehr oder minder abweichende — empirische Formeln dafür gibt. Dies beruht hauptsächlich auf unserer Unkenntnis über die aerodynamische Natur der Autokonvektionen.

Beim Aspirationspsychrometer ist die Verdunstungsintensität bei bestimmter Durchlüftung dem Dampfdruckgefälle: Feuchtkugel/Aussenluft: $E' - e = \Delta e'$ proportional und bei gewöhnlichem Luftdruck besteht ausserdem die Beziehung: $e' = \frac{1}{2} \Delta t$, sodass man, trotzdem die Verdunstungsgrösse nicht bekannt ist, durch Δt und mittels Psychrometertabelle die Luftfeuchtigkeit ermitteln kann.

Beim stehenden Psychrometer ist der Abkühlungsgrad hingegen stets kleiner als der des aspirierenden, daher ist E', also auch $\Delta e'$, grösser und es besteht keine einfache Beziehung zwischen $\Delta e'$ und Δt, sondern das Verhältnis ist je nach der Lufttemperatur und Feuchtigkeit verschieden. Diesbezüglich bedarf es also noch einer näheren Betrachtung.

§57. Die Psychrometerdifferenz im Zusammenhang mit dem Dampfdruckgefälle und dem Dampfdruckdefizit

Das Dampfdruckgefälle $\Delta e'$ des stehenden Psychrometers verhält sich, wie man aus der Psychrometertabelle ersehen kann, selbst bei derselben P.–D. je nach der Temperaturhöhe verschieden. So zeigt z.B. $\Delta e'$ bei $\Delta t = 5°$ je nach der Höhe der Lufttemperatur die unten folgenden Werte. Vergleichshalber wurden auch diejenigen des aspirierenden Psychrometers eingeführt.(1)

(1) Die Ziffern des stehenden Psychrometers wurden der BROCH-ANGOTschen Tabelle und die des aspirierenden der LANDOLT-BÖRNSTEINschen entnommen, sodass die Werte für E' etwas voneinander abweichen.

TABELLE 61. Die Dampfspannungsgefälle $\Delta e'$ der stehenden und aspirierenden Psychrometer unter gleicher P.-D. und verschiedenen Lufttemperaturen.

	Stehendes Psychrometer			Aspirierendes Psychrometer		
Lufttemperatur t	10°	20°	30°	10°	20°	30°
Temp. d. Feuchtkugel t'	5°	15°	25°	5°	15°	25°
P.-D. Δt	5°	5°	5°	5°	5°	5°
Sätt.-Druck d. Feuchtkugel E' (mm)	6.51	12.67	23.52	6.5	12.8	23.8
Dampfdruck der Aussenluft e	3.57	9.25	19.23	4.0	10.3	21.3
Dampfdruckgefälle $E'-e=\Delta e'$	2.94	3.42	4.29	2.5	2.5	2.5
$\Delta t/\Delta e'$	1.71	1.46	1.17	2.0	2.0	2.0

Das Gefälle $\Delta e'$ ist nämlich selbst bei gleicher Δt desto grösser, je höher die Lufttemperatur ist. Mit anderen Worten, bei höherer Temperatur bedarf es eines grösseren Gefälles, um einen gleichen Grad der Abkühlung oder der Verdunstung zu erreichen. Das Verhältnis $\Delta t/\Delta e'$ ist mithin bei höheren Temperaturen immer kleiner, während es bei dem aspirierenden Psychrometer stets den definitiven Wert 2 aufweist.

a) Das Dampfdruckgefälle mit Bezug auf die Psychrometerdifferenz des stehenden Psychrometers

Vergleichen wir nun bei einer konstanten Feuchtkugel-Temperatur, und zwar sei $t'=20$, das Inkrement d der sukzessiven Gefälle mit zunehmender P.-D., so erhalten wir nachstehende Zahlen:

TABELLE 61. Die Inkremente d sukzessiver $\Delta e'$ bei $t'=20°$, $E'=17.36$ mm mit zunehmender P.-D.

Δt'	t	e (mm)	$E'-e=\Delta e'$	d	$\Delta t/\Delta e'$
0°	20°	17.36	0		
				0.84	
1°	21°	16.52	0.84		1.44
				0.80	
2°	22°	15.72	1.64		1.48
				0.76	
3°	23°	14.96	2.40		1.53
				0.72	
4°	24°	14.24	3.12		1.19
				0.67	
5°	25°	13.57	3.79		1.22
				0.64	
6°	26°	12.93	4.43		1.25
				0.59	
7°	27°	12.34	5.02		1.28
				0.54	
8°	28°	11.80	5.56		1.32
				0.51	
9°	29°	11.29	6.07		1.35
				0.46	
10°	30°	10.83	6.53		1.39

Wie man sieht, nimmt das Inkrement mit zunehmender P.-D. immer mehr ab und das Verhältnis $\Delta t/\Delta e'$ ist weit kleiner als 2, wenngleich es mit grösserer P.-D. dem genannten Wert immer näherkommt. Um ein klares Bild zu gewinnen, wurden in Abb. 113 die $\Delta e'$-Kurven bei der Feuchtkugeltemperatur von 0°, 10°, 20° und 30° mit der P.-D. als Abszisse

eingetragen. Es zeigt sich, dass die Kurven sich gegen die Horizontalachse konkav abkrümmen, während sie bei dem aspirierenden ungeachtet der t′ alle zusammen gerade aufsteigen, in dem Masse wie $\Delta e' = \frac{1}{2} \Delta t$ ist (gestrichelte Linie). Wir möchten die Kurven „Dampfgefällkurven in Bezug auf die P.–D." nennen.

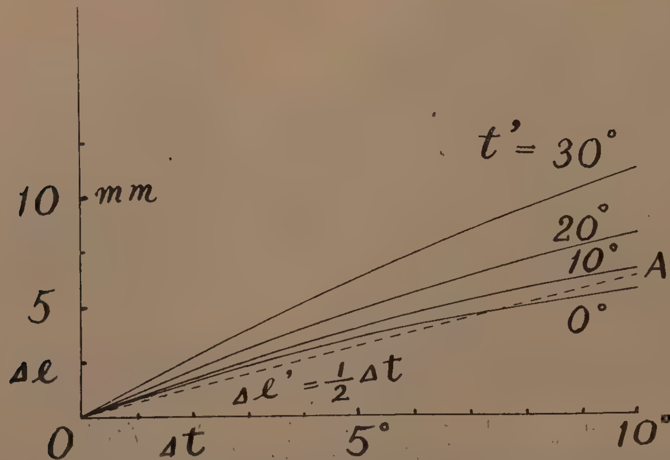


Abb. 113. Dampfgefällekurven (Δe′) der Feuchtkugel bei verschiedener t′ mit Bezug auf die P.-D. (Δt).

Aus dem Gesagten ist also bei dem stehenden Psychrometer sicher zu entnehmen, dass erstens, je höher die Lufttemperatur ist, ein desto grösseres Gefälle erforderlich ist, um eine gleiche P.–D. zu erreichen, und zweitens bei einer definitiven t′, je grösser die P.–D. ist, das Inkrement des Gefälles desto kleiner wird. Oder anders ausgedrückt, um gleich stark zu verdunsten, braucht es bei höherer t eines grossen $\Delta e'$, mit wachsender Δt nimmt aber das Inkrement immer mehr ab. Weil diese zweierlei Improportionalitäten stets zusammenwirken, so ist eine einfache Beziehung zwischen $\Delta e'$ und Δt nicht zu erwarten.

b) Das Sättigungsdefizit mit Bezug auf die P.-D. des stehenden Psychrometers

Soweit das Verhältnis des Dampfdruckgefälles bei verschiedenen t′ und Δt mit Bezug auf die Feuchtkugel. Es ist aber auch lehrreich, wenn man anstatt t′ t selbst als Standard annimmt, da die Verdunstung durch das Sättigungsdefizit der Luft hervorgerufen wird und die Abkühlung der Feuchtkugel nur eine Folge davon ist; oder mit anderen Worten, wenn t und *e* gegeben sind, so wird auch t′ bestimmt.

Zieht man aus der Tabelle bei bestimmten Lufttemperaturen — es seien hier 10°, 20° und 30° angenommen — den Dampfdruck e und das Sättigungsdefizit E-e der Luft bei $\varDelta t = 0° - 10°$ aus, so sieht man, dass die Differenz der sukzessiven Defizits bei einer P.–D. von je 1° mit zunehmender Abkühlung immer kleiner wird, wie Tabelle 62 zeigt.

Tabelle 62. Die Sättigungsdefizite bei t = 10°, 20° und 30°, und Δt = 0°—10°.

	t: 10°			t: 20°			t: 30°		
$\varDelta t$	e	$E-e=\varDelta e$	d	e	$\varDelta e$	d	e	$\varDelta e$	d
0°	9.14	0		17.36	0		31.51	0	
			1.30			1.87			2.81
1°	7.84	1.30		15.49	1.87		28.70	2.81	
			1.20			1.74			2.62
2°	6.64	2.50		13.75	3.61		26.08	5.43	
			1.11			1.62			2.45
3°	5.53	3.61		12.13	5.23		23.63	7.88	
			1.02			1.50			2.28
4°	4.51	4.63		10.63	6.73		21.35	10.16	
			0.94			1.38			2.12
5°	3.57	5.57		9.25	8.11		19.23	12.28	
			0.85			1.27			1.96
6°	2.72	6.42		7.98	9.38		17.27	14.24	
			0.78			1.17			1.82
7°	1.94	7.20		6.81	10.55		15.45	16.06	
			0.69			1.06			1.67
8°	1.25	7.89		5.75	11.61		13.78	17.73	
			0.63			0.97			1.54
9°	0.62	8.52		4.78	12.58		12.24	19.27	
			0.55			0.86			1.41
10°	0.07	9.07		3.92	13.44		10.83	20.68	

Trägt man $\varDelta e$ als Ordinate und $\varDelta t$ als Abszisse die sukzessiven Sättigungsdefizit bei verschieden hohen Lufttemperaturen in Kurvenform auf,

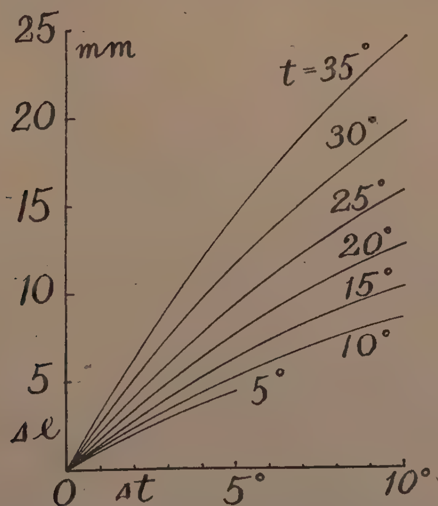


Abb. 114. Sättigungsdefizitkurven ($\varDelta e$) der Feuchtkugel bei verschiedener t mit Bezug auf die P.-D. ($\varDelta t$).

so zeigen sie ebenfalls eine gegen die Horizontalachse konkave Abkrümmung (Abb. 114), wie bei den Dampfgefällkurven, wenngleich die Kurven hier viel höher gestellt sind als bei jenen. Jedenfalls ist es sicher, d a s s e s

bei stehendem Psychrometer bei höherer Temperatur eines grösseren Sättigungsdefizits oder Gefälles bedarf als bei niedrigerer Temperatur, um eine gleichgrosse Abkühlung zu erreichen oder gleich stark verdunsten zu lassen. Bei einer gegebenen Temperatur, sei es die der Trocken- oder Feuchtkugel, wird jedoch die Zuwachsrate des Sättigungsdefizits desto kleiner, je stärker der Abkühlungsgrad ist.

Vergleichen wir nun bei Lufttemperaturen von 10°, 20° und 30° die Sättigungsdefizite bei $\Delta t = 1°$, 5° und 10°, so sind die Werte und die Verhältniszahlen, 20° als 1 angenommen, wie folgt:

TABELLE 63. Die Sättigungsdefizite bei t = 10°, 20° und 30°, und Δt = 1°, 5° und 10° und deren Verhältniszahlen, 20° als 1 angenommen.

	Dampfdruck in mm Δt			Verhältniszahlen als 20°=1 Δt		
t	1°	5°	10°	1°	5°	10°
10°	1.30	5.57	9.07	0.70	0.69	0.67
20°	1.87	8.11	13.44	1.00	1.00	1.00
30°	2.81	12.28	20.68	1.50	1.51	1.54

Es ist hier deutlich zu sehen, dass das Sättigungsdefizit, um eine bestimmte Abkühlung zu erreichen, bei der Steigerung der Lufttemperatur um 10° um etwa 3/2 zunimmt, und zwar desto mehr, je grösser Δt ist.

c) Das Dampfdruckgefälle und die Psychrometerdifferenz in Bezug auf das gleiche Sättigungsdefizit bei verschiedenen Lufttemperaturen

Um weiter aufzuklären, wie ungleich die Beeinflussung einunddesselben Sättigungsdefizits bei verschiedenen Temperaturen auf $\Delta e'$ und Δt ist, seien beispielweise folgende Ziffern angeführt, bei denen $E\text{-}e = 5$ mm beträgt.

TABELLE 64. Das Dampfdruckgefälle $E'\text{-}e = \Delta e'$ und die P.-D. Δt bei $\Delta e = 5$ mm und t = 10°, 20° und 30°.

t	Δe	E	e	%	t′	E′	Δe′	Δt
10°	5.0	9.14	4.14	45.3	5.61°	6.79	2.55	4.39°
20°	5.0	17.36	12.36	71.2	17.14°	14.53	2.17	2.86°
30°	5.0	31.51	26.51	84.1	28.17°	28.34	1.83	1.83°

Weil hier Δe bestimmt ist, so sind die Werte für e je nach den Temperaturen wie in der 4. Spalte und die entsprechende relative Feuchtigkeit wie in der 5. Spalte; berechnet man t′ nach der psychrometrischen

Tabelle, so erhält man die 6. Spalte und für die entsprechenden E' die 7. Spalte. $\Delta e'$ und Δt sind in Spalten 8. und 9. aufgeführt.

Aus diesen Angaben sieht man, dass unter demselben Sättigungsdefizit bei höherer Temperatur das Wärmegleichgewicht mit kleiner Abkühlung schon eher erreicht wird und das Gefälle dementsprechend auch kleiner bleibt als bei der niedrigeren Temperatur.

Alle diese Beispiele lehren uns, dass sich die Formel des stehenden Psychrometers infolge der Mitwirkung autokonvektiver Strömung, anders als bei dem aspirierende, nicht als einfache Funktion von $t-t'$ ausdrücken lässt. Leider sind aber die gegenseitigen Wirkungen dieser Faktoren noch nicht ganz geklärt und es ist sehr erwünscht, dass eine internationale Formel für das Psychrometer in Luftruhe aufgestellt wird.

§58. Das Verdunstungsverhalten der Feuchtkugel

Die Thermometerkugel ist schmal-zylindrisch oder kugelig, der Frontraum der Diffusion ist mithin radiär auswärts stark erweitert. Ihre Verdunstungsgrösse soll demnach viel grösser sein als $\kappa\rho$ oder ψ der vertikalen Pappe, obwohl die Bestimmung derselben durch die Wägung technisch schwierig ist. Als Mass der Verdunstung müssen wir uns mithin nur mit einer relativen Grössen begnügen. Hierfür ist die von $\Delta 1°$ bei $t = 20°$ bequem (s. unten b).

a) Die Charakteristik der Feuchtkugel als Verdunstungskörper

Die Grösse und Form der Feuchtkugel ist, je nach dem Thermometer, verschieden, aber der Abkühlungsgrad zeigt kaum Abweichungen. Vergleichshalber habe ich einmal vier Thermometer, deren Quecksilberzylinder von ca. 4 cm bis weniger als 1 cm betragen, auf ihre Abkühlungsgrade hin geprüft. Sie wurden im Näherungspunkt der derzeitigen Feuchtkugeltemperatur im voraus genau kalibriert, mit Papier umwickelt, im Konvektionskasten frei aufgehängt, mit Wasser von Lufttemperatur benetzt und liessen gleichzeitig verdunsten.

Die Abkühlung vollzieht sich bekanntlich erst rascher, dann immer langsamer, bis das Gleichgewicht asymptotisch erreicht wird. Die Geschwindigkeit der Abkühlung ist natürlich desto langsamer, je grösser der Zylinder ist, der Endpunkt ist aber fast derselbe. Ich konnte trotz mehrmaliger Prüfung ihre Differenz nicht deutlich wahrnehmen, und zwar deshalb, weil die Lufttemperatur innerhalb des Kastens infolge der menschlichen Wärme stets um einen Bruchteil eines Grades schwankte. Jedenfalls kann man

aber mit Sicherheit behaupten, dass der Abkühlungsgrad der Feuchtkugel ungeachtet der Form- und Grössenverschiedenheit, wenn nicht ganz, so doch fast gleich ist.

Diese Tatsache bringt uns aber zu der wichtigen Folgerung, dass bei einem schmal-zylindrischen Körper wie die Thermometerkugel der Dampfkonzentrationsgradient an der verdunstenden Oberfläche oben wie unten fast derselbe sein muss. Dies beruht vermutlich darauf, dass die Diffusionsfront radiär auswärts stark erweitert ist, sodass die Absättigung nach unten hin nicht namhaft wird. Ausserdem scheint es, dass bei solch einem dünnen Körper die Schnellschicht der konvektiven Strömung gegen unten hin längs der Fläche überall nahe an dieser vorbeizieht, denn der Verdunstungsquotient, wie wir später sehen werden, anders als bei der Pappfläche (Abb. 78, S. 108), wächst immer mit zunehmendem $\kappa\rho$ (Abb. 117, S. 201). Jedenfalls können wir annehmen, dass der Dampfkonzentrationsgradient an der Oberfläche der Feuchtkugel überall fast gleich ist. Folglich ist der Längenexponent $n=1$, daher auch $V=I$ und $\alpha \doteq \beta$, oder die relative Verdunstungsgrösse ist gleich der Verdunstungsintensität. Nach allem ist die Psychrometerkugel wegen ihrer Kleinheit trotz etwaiger Ungleichheit ihrer Form und Grösse stets so veranlagt, dass die Abkühlung mit den meteorologischen Faktoren in einer definitiven Beziehung steht, und dies ist ja die Charakteristik des Doppelthermometers als Feuchtigkeitsmesser.

b) Die relative Verdunstungsgrösse der Feuchtkugel

Um nun aus der Psychrometerablesung die relative Verdunstungsgrösse zu ermitteln, muss man zuerst die Verdunstungswärme des Wassers in Rechnung nehmen, da diese der Temperatur der Verdunstungsfläche gemäss ein wenig verschieden ist. Nach der HENNINGschen Formel (s. S. 116) kommen wir bu den in Tabelle 65 angegebenen Ziffern. Weil es sich hier aber nur um die relative Grösse handelt, so genügen uns schon die Vergleichszahlen. In der beistehenden Tabelle sind sie mit $20° = 1$ angegeben. Die relative Verdunstungsgrösse ist dann umgekehrt proportional der Verdampfungswärme.

TABELLE 65. Die Verdunstungswärme L, ihre relativen Zahlen 20° gleich 1 und die relative Verdunstungsgrösse, ebenfalls die von 20° gleich 1, bei verschiedenen Temperaturen. (Hier wurden nur 4 Kardinaltemperaturen aufgestellt).

t	0°	10°	20°	30°
L(γ-Cal/γ)	595.4	590.2	585.0	576.6
Relative Zahlen	1.018	1.009	1.0	0.991
Relative Verd.-grösse	0.983	0.991	1.0	1.009

Die relative Verdunstungsgrösse weicht also bei der Temperaturdifferenz von 10° um 0.9% ab. Wenn also t und Δt z.B. 20° bezw. Δ1° sind, so ist die relative Verdunstungsgrösse diejenige von 19° × 1 = 0.999, und bei 20° und Δ5° diejenige von 15° mal 5 = 0.996 × 5.

c) Die Verdunstungskonstanten der Feuchtkugel bei 10°, 20° und 30°.

Betrachtet man auf diese Weise die relative Verdunstungsgrösse bei Lufttemperaturen von 10°, 20° und 30° und einer P.–D. von Δ1°–Δ10°, logarithmiert und trägt dann die entsprechenden Verdunstungskoeffizienten als Abszisse in einem Koordinatensystem auf, so reihen sich die Punkte

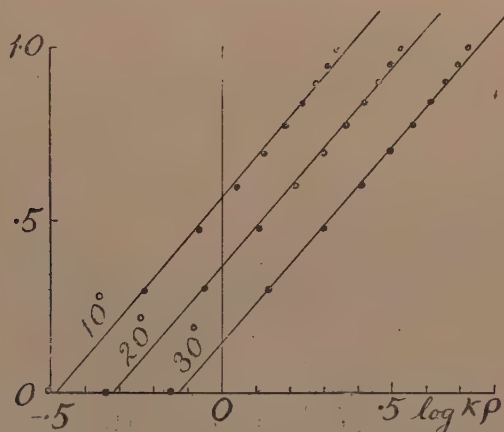


Abb. 115. Verdunstungsgeraden der Feuchtkugel bei 10°, 20° und 30° in Bezug auf log $\kappa\rho$.

bei derselben Temperatur fast linear aneinander und sind nur nach oben hin etwas konkav (Abb. 115). Nimmt man diese Punktreihe als gerade an und rechnet aus der Verdunstungsformel (12) : $V = k_1(\kappa\rho)^{n_1}$, so sind k_1 und n_1 bei den erwähnten Temperaturen wie folgt:

TABELLE 66. Die Verdunstungskonstanten des Psychrometers bei 10°, 20° und 30°.

t	k_1	Verhältnis	n_1	n_1 bei (Δ1°–Δ2°)	n_1 bei (Δ9°–Δ10°)
10°	3.71		1.18	1.06	1.66
		0.63			
20°	2.34		1.16	1.05	1.60
		0.60			
30°	1.40		1.15	1.05	1.48

Der relative Verdunstungsquotient k_1 bei $\kappa\rho = 1$ ist bei niedrigerer Temperatur auffallend grösser als bei höherer Temperatur. Das Ver-

hältnis bei 10° Anstieg beträgt etwa 3:2. Der Index n_1 ist auch im grossen Ganzen demjenigen der vertikalen Verdunstung ähnlich.(1)

Ähnliche Verhältnisse lassen sich auch erhalten, wenn man anstatt V und $\kappa\rho$ bloss Δt und $\Delta e(=E-e)$ aufnimmt und nach der Formel: $\Delta t = K(E-e)^n$ die Konstanten berechnet, wobei K den Koeffizienten der P.–D. beim Sättigungsdefizit von 1 mm darstellt.(2)

TABELLE 67. Der Koeffizient der Abkühlung des Psychrometers bezogen auf 1 mm Sättigungsdefizit bei t = 10°, 20° und 30°.

t	K (Grad/mm Hg)	Verhältnis	n	n ($\Delta 1°$–$\Delta 2°$)	n ($\Delta 9°$–$\Delta 10°$)
10°	0.689		1.18	1.06	1.69
		0.66			
20°	0.455		1.16	1.05	1.64
		0.63			
30°	0.287		1.15	1.05	1.51

Es ist hier deutlich zu sehen, dass der Abkühlungsgrad K, bezogen auf dasselbe S.–D., bei niedrigerer Temperatur weit stärker als bei höherer Temperatur ist.

Berechnet man nun den relativen Verdunstungsquotienten der Feuchtkugel $k/\kappa\rho = a$ bei 10°, 20° und 30° und die P.–D. von $\Delta 1°$, 5° und 10°, so zeigen sie je nach der Temperatur einen auffallenden Unterschied wie in folgender Tabelle gezeigt wird.

TABELLE 68. Die relativen Verdunstungsquotienten bei 10°, 20° und 30° und Δt = 1°, 5° und 10°.

	Δt			Verhältnis als 20°=1 Δt		
t	1°	5°	10°	1°	5°	10°
10°	3.20	3.73	4.56	1.46	1.49	1.51
20°	2.19	2.51	3.02	1	1	1
30°	1.42	1.62	1.92	0.65	0.64	0.64

Wir sehen hier wiederum, dass a sich mit einem Temperaturanstieg von 10° um etwa 2/3 vermindert. Die Kurven der Verdunstungsquotienten in Abb. 116 nehmen daher von der niedrigeren gegen die höhere Temperatur hin stark ab und zwar sind sie desto steiler, je höher die P.–D. ist.

Da die Verdunstungsgrösse der Feuchtkugel je nach der Temperatur und der P.–D. verschieden ausfällt, so bilden sich die Lufttemperaturkurven (5°–35°) und die P.–D.-Kurven ($\Delta 1°$–$\Delta 10°$) der Verdunstungsquotienten, bezogen auf $\kappa\rho$, gitterartige Kurvensysteme aus (Abb. 117). Man kann daraus entnehmen, dass der Quotient desto grösser wird, je

(1) Bei Lufttemperaturen von 20° und 30° gibt es noch viele Punkte grösser als Δ10° und wenn man alle diese in Rechnung zieht, so wird n_1 bei höheren Temperaturen noch grösser, während k_1 ein wenig abnimmt.

(2) Der Diffusionskoeffizient κ ist hierbei ausser Acht gelassen.

niedriger die Lufttemperatur ist, und zwar mit wachsender P.–D. desto steiler aufsteigt. Die P.–D.-Kurven fallen hingegen mit zunehmendem $\kappa\rho$, erst steiler, dann immer langsamer ab, und zwar desto langsamer, je grösser die P.–D. und je höher die Lufttemperatur ist. Eine geringere P.–D. folgt natürlich einem kleinen $\kappa\rho$, aber der Verdunstungsquotient wird

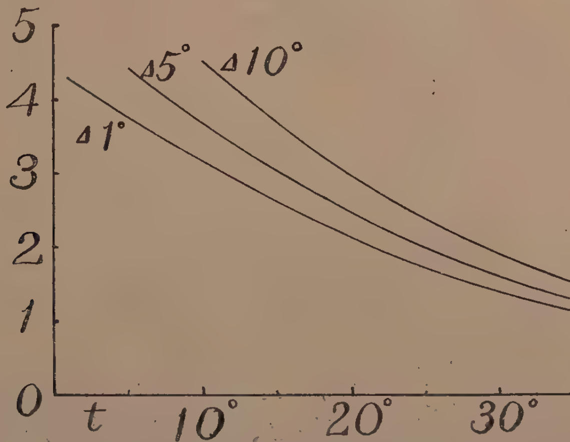


Abb. 116. Verdunstungsquotienten der Feuchtkugel bei der P.-D. von 1°, 5° und 10° in Bezug auf Lufttemperaturen von 1°—35°.

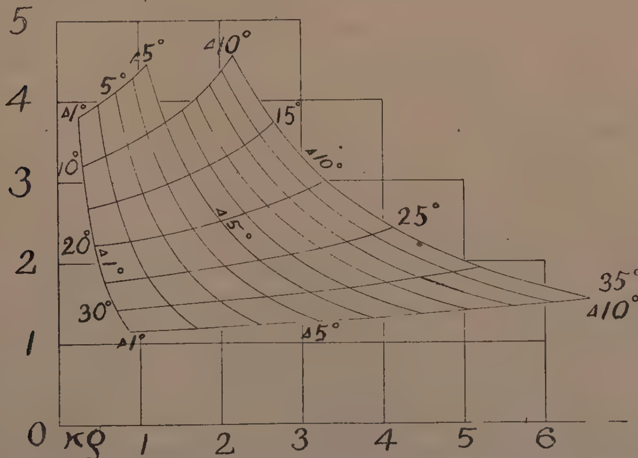


Abb. 117. Temperaturkurven und P.-D.-Kurven der Verdunstungsquotienten der Feuchtkugel in Bezug auf $\kappa\rho$. t = 5°—35°. Δt = 1°—10°.

mit dem Temperaturanstieg immer kleiner, und es bedarf eines grösseren $\kappa\rho$, um dieselbe P.–D. zu erreichen, wobei jedoch der Verdunstungsquotient eine starke Abnahme erfährt. Weil ferner der Spielraum des Sättigungsdefizits mit der Temperatursenkung immer schmäler wird, so ziehen sich die P.–D.-Kurven nach oben zusammen.

Ausserdem ist nocht beachtenswert, dass die Verdunstungsquotienten hier, anders als bei der nassen Pappe (Abb. 78), mit zunehmendem $\kappa\rho$ immer mehr aufsteigen. Weil es aber zwischen der Pappe und der Feuchtkugel keinen anderen Unterschied als die Grösse und die Form gibt, so darf man annehmen, dass es das Näherziehen der Schnellschicht ist, welches bei der Psychrometerkugel leichter zustandekommt als bei der Pappfläche.

§59. Theoretische Betrachtungen

Das Problem des stehenden Psychrometers lässt sich in folgende zwei Kategorien zusammenfassen:

a) Warum bedarf es bei höherer Temperatur eines grösseren Sättigungsdefizits, um eine gleich grosse Temperatursenkung zu erreichen, oder, anders ausgedrückt, warum erfährt der Verdunstungsquotient bei höherer Temperatur eine Abnahme?

b) Warum wird bei starker Abkühlung das Verhältnis des Sättigungsdefizits, bezogen auf die gleiche Temperaturdifferenz, vermindert, oder, umgekehrt, warum wird die Psychrometerdifferenz mit zunehmendem Sättigungsdefizit immer mehr gesteigert?

Wäre die Verdunstung einfach dem Sättigungsdefizit oder dem Gefälle proportional, so sollte sich die Verdunstungs- oder Abkühlungsrate ihnen linear verhalten. Tatsächlich wirken aber die oben erwähnten zweierlei Improportionalitäten stets zusammen, sodass die Psychrometertafel eine starke Komplikation erfährt. Bevor wir aber auf die genannten Charakteristiken eingehen, möchten wir zuerst sehen, wie das Gleichgewicht der Abkühlung erreicht wird.

a) Entstehung des Wärmegleichgewichts

Die Abkühlung der Feuchtkugel ist nicht eine blosse Wärmeabgabe wie die des heissen Körpers, sondern eine Unterkühlung der ursprünglich gleichtemperierten Fläche durch Verlust der Latenzwärme, und das Gleichgewicht wird erst dann erreicht sein, wenn die Verdampfungswärme der mit wachsender Temperaturdifferenz steigenden Wärmezufuhr gleichkommt. Hierbei wirkt die autokonvektive Stromschicht auf den Vorgang des Wärme-, und Dampfaustausches vermittelnd ein, sodass das Sättigungsdefizit der Luft und das Gefälle: Feuchtkugel/Luft in ihrer Wirkung recht unmittelbar werden.

Ist die Feuchtkugel anfangs gleichtemperiert wie die Luft, so ist das Gefälle mit demjenigen des Sättigungsdefizits identisch. Mit der

Abkühlung vermindert sich das Gefälle; die dadurch entstandene Schnellschicht macht aber den Gradienten steiler, sodass auch die Evaporation beschleunigt wird.(1) Diese fördert dann die Temperatursenkung, die dann auf den Gradienten sowie auf die Evaporation rückspiegelnd einwirkt. Diese Faktoren hängen ja alle korrelativ zusammen oder die Veränderung eines von ihnen hat notwendig die der anderen zur Folge. Nach weiterer Abkühlung kann aber der Gradient nicht unbegrenzt steiler werden, da die Wasserdampfkonzentration an der Oberfläche selbst, und damit auch die Evaporation und die Abkühlung, erniedrigt wird. Das Sättigungsdefizit der Luft bedingt hier also im grossen Ganzen eine Temperatursenkung.

Anderseits nimmt die Wärmezufuhr von aussen durch die Leitung und Ausstrahlung mit der Abkühlung mehr und mehr zu. Die erstere folgt dem Temperaturgradienten,(2) der ebenfalls von der Schnellschichtdicke bedingt wird, während die letztere der Differenz von der vierten Potenz der absoluten Temperatur folgt, also in anderem Verhältnis als bei der Leitung (§ 32).

Es ist nun beachtenswert, dass die Evaporation und Wärmeleitung selbst unter demselben Gradienten nicht in gleichem Masse vor sich gehen. Der molekulare Wasserdampfaustausch erfolgt nämlich mit höherer Geschwindigkeit als der molekulare Wärmeaustausch(3). Der Fehlbetrag soll demnach durch die Einstrahlung ersetzt werden, die mit wachsender Temperaturdifferenz immer mehr gesteigert wird.

Das Wärmegleichgewicht wird also erst dann erreicht sein, wenn der Gradient nicht mehr zunehmen kann, oder die Wärmezufuhr den Wärmeverlust überdeckt. Das entscheidende Moment des Stillstehens der Abkühlung ist also das Wärmegleichgewicht, welches aber durch den aerodynamisch bedingten Gradienten bestimmt wird und mit der obwal-

---

(1) Man darf nicht behaupten, dass hier die Verdunstung der Feuchtkugel bloss deshalb vermindert wird, weil ihre Oberfläche eine Temperatursenkung erfährt. Falls dies wirklich der Fall wäre, so müsste die Abkühlung sofort eine Umkehr erfahren oder das Gefälle der Dampfspannung: Feuchtkugel/Luft kann hier kein leitendes Moment ausmachen. Vielmehr scheint die Verdunstung viel stärker als bei $\kappa\rho$ sein, weil der relative Verdunstungsquotient der Feuchtkugel stets grösser als Eins ist (s. Abb. 117).

(2) Betreffs des Temperaturgradienten um die Feuchtkugel verweise man auf die graphische Darstellung von SEYBOLD ('29, S. 68), wenngleich der Gradient hier nicht durch die Kältehaube, wie er meint, sondern durch die kalte Stromschicht verursacht worden ist.

(3) Nach FINDEISEN ('33, S. 359) soll die erstere im Vergleich mit der letzteren mit 22% Überschuss stattfinden.

tenden Temperatur und Feuchtigkeit in einem definitiven Verhältnis steht.

Nach allem wird die Abkühlung der Feuchtkugel durch die Verdunstungskälte autokonvektiv vertrieben, bis das Wärmegleichgewicht zustandekommt. In dieser Hinsicht weist also das stehende Psychrometer einen auffallenden Unterschied mit dem aspirierenden auf (s. unten).

b) Der Effekt der Lufttemperatur auf den Verdunstungsquotienten

Um die Evaporation einen stationären Zustand erreichen zu lassen, muss die verdunstende Oberfläche einen bestimmten Grad von Temperatursenkung erfahren. Die Sättigungskonzentration des Wasserdampfes ist aber der Temperatur nicht proportional, sondern steigt mit zunehmender Temperatur immer steiler auf. Bei höherer Temperatur wird mithin ein gleicher Grad der Konzentrationsabnahme mit geringerer Abkühlung schon eher erreicht, oder für eine gleich starke Abkühlung der Evaporationsfläche bedarf es einer grösseren Konzentrationsabnahme als bei niedrigerer Temperatur, wie Abb. 118 es veranschaulicht.

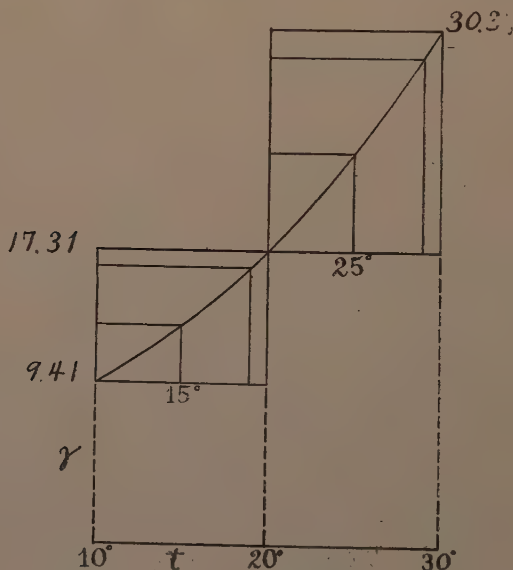


Abb. 118. Maximale Dampfkonzentration in γ/cm³ bei Lufttemperaturen von 10°—30°. Näheres s. Text.

In der Abbildung ist die Sättigungskonzentration des Wasserdampfes von 10° bis 30° in einer Kurve aufgestellt und die Dampfkonzentrationen

(Ordinate), die den Abkühlungen von 1°, 5° und 10° entsprechen, wurden bei Lufttemperaturen von 20° und 30° ausgezeichnet. Daraus ist ersichtlich, dass bei höherer Temperatur die der gleichen Abkühlung entsprechende Konzentrationsabnahme viel grösser ausfällt als bei niedrigerer Temperatur. Als konkretes Beispiel sei Tabelle 69 angeführt, wo C die Sättigungskonzentration in der Luft, C' die an der Feuchtkugel, c die wirkliche Konzentration in der Luft, ρ das Sättigungsdefizit und ρ' das Gefälle: Feuchtkugel/Luft bezeichnen.

TABELLE 69. Sättigungsdefizit, Gefälle usw. bei verschiedenen Lufttemperaturen und Temperatursenkungen.

t	10°			20°			30°		
C	9.41			17.31			30.39		
Δt	1°	5°	10°	1°	5°	10°	1°	5°	10°
c	8.07	3.68	0.07	15.45	9.22	3.91	17.68	18.55	10.45
ρ	1.34	5.73	9.34	1.86	8.09	13.40	2.71	11.84	19.94
C'	8.83	6.80	4.85	16.33	12.85	9.41	28.78	23.07	17.31
ρ'	0.76	3.12	4.78	0.88	3.63	5.50	1.10	4.52	6.86
$\rho-\rho'$	0.58	2.61	4.56	0.98	4.46	7.90	1.61	7.32	13.08
$\kappa\rho$	0.31	1.32	2.15	0.46	1.98	3.29	0.77	3.08	5.20

Man sieht, dass bei höherer Temperatur die der gleichen P.-D. entsprechenden Zahlenwerte stets grösser als bei niedrigerer Temperatur sind. Das heisst mit anderen Worten, für dieselbe P.-D. bedarf es bei höherer Temperatur stets einer grösseren Spanne der Konzentrationsabnahme als bei der niedrigeren. Das Verhältnis der Konzentration bei sukzessiver Temperaturdifferenz von 10° steht mithin fast im umgekehrten Verhältnis mit dem relativen Verdunstungsquotienten (s. §58 c), wie beistehende Tabelle 70 zeigt:

TABELLE 70. Dampfkonzentrationen und relative Verdunstungsquotienten bei verschiedenen Temperaturen (vgl. Tab. 66).

t	10°		20°		30°
C (γ/cm³)	9.41		17.31		30.39
Verhältnis (a)		1.84		1.76	
k_1	3.71		2.34		1.40
Verhältnis (b)		0.63		0.60	
b/a		0.343		0.341	

Natürlich gibt es noch viele Faktoren, die die Verdunstung je nach der Temperaturhöhe mehr oder minder verschieden beeinflussen können. So nimmt z.B. die Strahlung, wie wir bereits gesehen haben (§ 32, Tab. 22), mit zunehmender Temperatur etwas zu, aber mit wachsender P.-D. ab. Die Viskosität der Luft nimmt auch mit dem Temperaturanstieg etwas zu und muss daher dem Näherziehen der Schnellschicht entgegenwirken. Die Luft wird auch mit zunehmendem Dampfgehalt

leichter und wirkt der absteigenden Konvektion entgegen, und weil der Dampfgehalt mit dem Temperaturanstieg rascher zunimmt, so müsste dies auf die Verdunstung in autokonvektivem Stromfeld hemmend einwirken, obwohl die letztere gewöhnlich verschwindend klein ist. Das Wärmeleitvermögen der Luft nimmt auch ca. 1.9% pro 10° Anstieg zu (s. S. 119). Es scheint daher, dass das Wärmegleichgewicht bei höherer Temperatur früher erreicht wird, d.h., bevor der Gradient schon steil genug geworden ist.

Aus dem Gesagten ist es leicht verständlich, dass selbst bei derselben P.–D. die Verdunstungsstärke und die Abkühlung je nach der Temperaturhöhe mehr oder minder abweichen müssen. Jedenfalls ist es aber der Temperatureffekt auf die Sättigungskonzentration, welcher im Wesentlichen den Verdunstungsquotienten schwanken lässt. Die Vergleichsversuche bei 20° und 30° zeigt dies Verhältnis immer wieder deutlich.

Die Sättigungskonzentration ausgedrückt in γ, hält um 19.8° den gleichen Schritt mit dem Temperaturgrad in °C, d.h. eine Veränderung von 0.1° wird begleitet von einer 0.1 γ Dampfmenge pro cm^3; oder die Neigung der Kurve hier ist genau 45° (vgl. Abb. 118).[1] Der Verdunstungsquotient erfährt daher um etwa 20° eine fast proportionale Veränderung, während er bei 10° oder 30° ein viel abweichenderes Verhältnis zeigt. Die Temperatur von 20° als Verdunstungsbedingung erwies sich in dieser Hinsicht am normalsten.

c) Die übermässige Abkühlung mit wachsendem Sättigungsdefizit

Auch diese ist auf Grund unserer Erfahrungen leicht verständlich. Denn der Exponent von $\kappa\rho$ ist stets grösser als 1. Da nun die Abkühlung der Evaporation fast proportional vor sich geht, so müsste sie auch mit zunehmendem $\kappa\rho$ übermässig anwachsen.

Der Exponent n_1 schwankt beim Feuchtthermometer zwischen 1.18–1.15 (Tab. 66), und soweit es sich um die P.–D. 1°–10° handelt, ist er bei niedriger Temperatur grösser. Bei der vertikalen Pappe ist der Unterschied der Exponentenwerte noch auffallender, er beträgt nämlich bei der vertikalen randfreien Fläche bei 20° 1.23 und bei 30° 1.17 (Tab. 37, S. 145). Die Wirksamkeit von $\kappa\rho$ wird also bei höherer Temperatur schwächer, was wiederum auf dem Temperatureffekt der Sättigungskonzentration (T E W G) beruht. Denn selbst bei einer gleichen Differenz der Sättigungskonzentration ist die entsprechende Temperaturspanne bei höherer Temperatur weit geringer als bei der niedrigeren. Man kann dies auch aus Abb. 114 verstehen, wenn man die Abszisse und Ordinate

(1) Bei der Dampfdruckkurve gilt dies bei 18.55°.

miteinander austauscht. Die Kurve wird dann bei niedrigerer Temperatur weit steiler, was auf die Wirksamkeit von $\kappa\rho$ auf die Verdunstung hindeutet.

Bei der Verdunstung der Feuchtkugel ist ferner der n_1-Wert bei grösserem $\kappa\rho$ viel grösser als bei der kleineren. Bei 20° liegt z.B. n_1 zwischen Δ1°–2° um 1.05, dagegen zwischen Δ9°–10° um 1.60 (s. Tab. 66, S. 199). Die beschleunigende Wirkung der Abkühlung ist hier bei der Feuchtkugel ganz auffallend im Vergleich zu derjenigen der Pappfläche. Bei einem schlanken Körper wie jene scheint sich demnach die autokonvektive Schnellschicht mit zunehmender Geschwindigkeit der Oberfläche leichter zu nähern als bei grösseren Flächen, obwohl wir noch nicht wissen, wie solches aerodynamisch zustandekommt.

d) Die absolute und relative Feuchtigkeit als Masstab der Verdunstung

Zur Untersuchung der Evaporation oder der Transpiration benutzt man bald die absolute, bald aber die relative Feuchtigkeit. Meines Wissens wurde noch keine eingehende Prüfung darüber angestellt, ob es gleichgültig ist, welche von ihnen zur Verwendung gelangt.

Wir haben aber in Bezug auf das Feuchtthermometer schon festgestellt, dass die P.–D. fast genau der Verdunstungsmenge entspricht, und da ferner der Dampfdruck und die relative Feuchtigkeit sich aus der

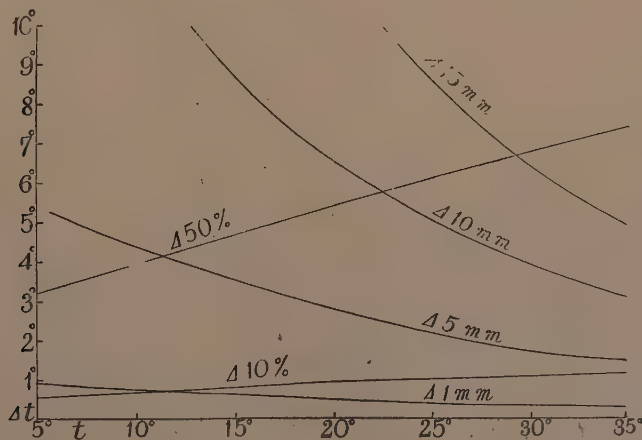


Abb. 119. Abkühlung der Feuchtkugel (Δt) bei bestimmten Defizits des Dampfdrucks (Δe = 1—15 mm) und der relativen Feuchtigkeit (f = 10—50%) im Zusammenhang mit der Lufttemperatur.

Tabelle leicht ermitteln lassen, so können wir die Beziehungen zwischen der Evaporation und der Feuchtigkeit aus Defiziten von mm und % wohl erkennen.

Um die Verhältnisse von beiden zu veranschaulichen, möchten wir zuerst mit der Lufttemperatur als Ordinate und der P.–D. als Abszisse einige Fälle von Sättigungsdefizit in mm (Δe) und in % (Δf) graphisch darstellen. Die entsprechenden Kurven von Δe 1, 5, 10 und 15 mm und diejenigen von f 10 und 50% sind in Abb. 119 dargestellt.

Falls die Verdunstungsmenge dem Sättigungsdefizit proportional wäre, so sollten die Kurven parallel zur Ordinatenachse laufen. In Wirklichkeit fallen aber die Δe-Kurven mit steigender Temperatur alle zu der kleineren Δt konvergierend ab, was darauf beruht, *dass die Verdunstung bei ein und demselben Δe mit wachsender Temperatur immer kleiner wird.* Die Kurven von Δf laufen hingegen nach oben divergierend auf und zwar fast linear, was zeigt, *dass die Verdunstung bei derselben relativen Feuchtigkeit mit wachsender Temperatur fast proportional zunimmt.*

Diese Tatsachen lehren uns, *dass die Verdunstung weder dem Dampfdruckdefizit, noch der relativen Feuchtigkeit proportional vor sich geht, sondern bei der Temperatursteigerung etwa eine Zwischenstelle zwischen beiden einnimmt.*

Vergleichen wir nun Δt, Δe, $\kappa\rho$ usw. bei verschiedenen Lufttemperaturen, eine bestimmte relative Feuchtigkeit, z.B. 50%, als Standard angenommen, so kommen wir zu den in der folgenden Tabelle gegebenen Daten.

TABELLE 71. Die relativen Werte der Verdunstungskonstanten bei f = 50% und t = 5°—35°.

t	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°
t'	1.79°	6.06°	10.30°	14.55°	18.85°	23.17°	27.55°
Δt	3.21°	3.94°	4.70°	5.45°	6.15°	6.83°	7.45°
d		0.73°	0.76°	0.75°	0.70°	0.68°	0.62°
d pro $\Delta 1°$		0.146°	0.148°	0.150°	0.140°	0.136°	0.124°
Δe	3.26	4.57	6.34	8.68	11.76	15.76	20.89
ρ	3.40	4.71	6.43	8.66	11.54	15.20	19.80
κ	0.233	0.230	0.238	0.245	0.253	0.261	0.268
$\kappa\rho$	0.76	1.08	1.53	2.12	2.92	3.97	5.31
k_1	3.15	3.88	4.65	5.42	6.14	6.86	7.51
α	4.15	3.60	3.04	2.56	2.10	1.73	1.41

Wenn man die Zahlenwerte von Δe, $\kappa\rho$, k_1 und α bei 20° alle als 1 ansetzt, so erhalten wir die in Abb. 120 graphisch dargestellten Verhältniszahlen. Die Δe-Kurve steigt mit zunehmender Temperatur immer mehr auf und auch die $\kappa\rho$-Kurve verhält sich ähnlich.

Was nun den Verdunstungskoeffizienten (beim Psychrometer auch den Intensitätskoeffizienten) anlangt, so sollte dieser, falls die Verdunstung der relativen Feuchtigkeit proportional wäre, eine Horizontallinie

ausmachen; falls sie hingegen dem Sättigungsdefizit Δe oder $\kappa\rho$ folgt, eine ähnliche Kurve wie diese bilden; in Wirklichkeit ist aber k_1 fast gerade und steigt der Temperatur proportional auf. Die $\alpha(=\beta)$-Kurve sinkt

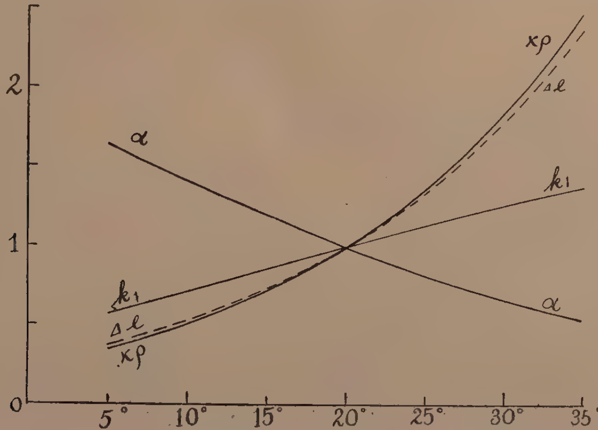


Abb. 120. Relative Werte von Δe, $\kappa\rho$, k_1 und α der Feuchtkugel bei 50% rel. Feuchtigkeit, alle 20° = 1.

hiermit umgekehrt dem Temperaturanstieg ab. Bei anderen relativen Feuchtigkeiten soll das Verhältnis auch ähnlich sein.

Soweit die Verdunstung mit Bezug auf die absoluten und relativen Feuchtigkeiten. Betreffs des sog. hygroskopischen Wassers verhält sich aber die relative Feuchtigkeit, sofern diese nicht extrem abweicht, ungeachtet der Lufttemperatur fast proportional, wie der Hygrograph es beweist (vgl. BONGARD, '26, S. 205 ff.). Der Wasserhaushalt der Schimmelpilze zeigt auch ein ähnliches Verhältnis (WALTER, '35, S. 343). Die Wassermoleküle scheinen sich demnach je nach dem Impregnationszustand, ob sie nun kapillar oder intramizellar angesaugt worden sind, verschieden zu verhalten, wenngleich wir noch nicht wissen, wo der Übergang von beiden vorhanden ist.

§60. Das Aspirationspsychrometer

Bei dem Aspirationspsychrometer beträgt das Dampfdruckgefälle unter 2–2.5 m Windgeschwindigkeit stets die Hälfte der Temperaturdifferenz, so entspricht etwa das Gefälle von 0.5 mm einer Temperaturdifferenz von 1°. Da hierbei die Verdunstung wie auch die Wärmeleitung ausschliesslich durch den Oberflächengradienten bestimmt werden, so müsste hier die Aussenluft längs der Feuchtkugel so nahe vorbeiziehen, dass das Gefälle unmittelbar den Gradienten ausmacht.

Ist die Windgeschwindigkeit noch kleiner oder die Evaporationsfläche viel grösser als die der Feuchtkugel, so kann die Grenzschicht nicht so nahekommen, dass die Aussenluft unmittelbar dem Oberflächengradienten entspricht. Die Verdampfung und Abkühlung werden dadurch schwächer und das Gefälle nimmt zu oder ist $\varDelta e' > \frac{1}{2}\varDelta t$. Dabei tritt auch der Temperatureffekt auf das Wärmegleichgewicht (T E W G) notwendig in Kraft. Bei der Pappe von 10 × 10 cm ist dies selbst bei einer Windgeschwindigkeit von 5 m stets der Fall.(1) Es ist also nicht nur die Windgeschwindigkeit, die das Verdunstungsverhältnis des Aspirationspsychrometers bedingt, sondern auch die Kleinheit der Hg-Bulbe, durch welche die Grenzschichtdicke stark vermindert wird, macht dabei ein wichtiges Moment aus.

Ferner ist es merkwürdig, dass die Abkühlung im Wind nicht parallel wie die Evaporation vor sich geht und ausserdem je nach der Grösse der Hg-Bulbe verschieden ausfällt. So erfuhr SEYBOLD ('29a, S. 57) z.B. bei einem Versuch bei 30°, dass die Verhältniszahl der Abkühlung, für die die Temperatursenkung von 10° eines stehenden Psychrometers als 1 angenommen wurde, je nach der Grösse der Hg-Bulbe bei 2 m Wind 1.23–1.51 und bei 10 m 1.31–1.67 betrug, während die Evaporation mit zunehmender Windgeschwindigkeit etwa exponential beschleunigt wurde. Das Abkühlungsverhältnis unter der heterogenen Luftströmung sollte demnach demjenigen in autokonvektivem Stromfeld nicht gleichkommen(2).

Jedenfalls liegt der Hauptunterschied der beiden Psychrometer im Wesentlichen darin, dass die vorbeistreichende Luft durch Verdunstungskälte autogen hervorgerufen oder durch Aussenkraft erzwungen wird. Beim ersten Fall hängen die Evaporation und die Abkühlung mittels des Gradients korrelativ zusammen, während beim letzteren diese Grössen durch die Aussenkraft passiv bestimmt werden.

XI. Kritische Betrachtungen über die Verdunstungsmesser

Es gibt seit alters her mancherlei Messgeräte der Evaporation (vgl. z.B. BONGARD '26, REIMANN '36, LEICK '39). Sie lassen sich hinsichtlich

---

(1) Über die Verdunstung im Wind möchten wir bei anderer Gelegenheit sprechen.

(2) Bei dem Schleuderpsychrometer wird nach BONGARD ('26, S. 182) die Temperatursenkung bei einer Schleudergeschwindigkeit von 4–6 m sogar kleiner als die des aspirierenden Psychrometers. Hierüber äusserte er sich wie folgt: „Die ausserordentlich schnelle Bewegung, verbunden mit einer Rotation des Thermometers um seine Längsachse, wird aber höchstwahrscheinlich eine so starke Wirbelbildung zur Folge haben, dass die wirksame Oberfläche noch weiter verkleinert wird, was in dem hohen Wert der Instrumentenkonstante zum Ausdruck kommt." Natürlich könnten bei starkem Wind nicht nur die Grösse und Form, sondern auch die Textur, Rauheit usw. der Verdunstungsfläche wichtige Momente darbieten. Alle diese Verhältnisse sind aber noch weiterer Erklärung bedürftig.

der Evaporationsfläche in drei Gattungen einteilen, nämlich: Wasser-, Papier- und Ton-Evaporimeter. Alle haben aber eigene Apparatkonstante. Als Abweichungen verursachende Faktoren sind nicht nur Form, Grösse und Glanz, sondern auch Wärmekapazität und -austauschverhältnis, Konsistenz der Verdunstungsfläche usw. genannt worden, worüber hier die Rede sein wird.

§61. Die Form und Grösse der Evaporimeter

Dass die Evaporation nicht der Flächengrösse proportional vor sich geht, sondern exponential variiert, ist seit STEFAN ('81), BROWN und ESCOMBE ('05), THOMAS und FERGUSON ('17) u.a. wohl bekannt. Dessenungeachtet ist man noch oft geneigt, sie als flächenrelativ anzusehen. Solange man immer dieselbe Art von Evaporimeter zur Verwendung bringt, kommt diese Frage natürlich nicht in Betracht. Wie ungleich aber die Beeinflussung der Dimension auf die flächenrelative Verdunstung sein kann, soll hier anhand eines Beispiels der oberseitigen Verdunstung der nassen Pappscheiben gezeigt werden.

TABELLE 72. Vergleich der Verdunstungsgrösse der Scheiben von $r = 1$—5 cm (t 20.01°, Δt 5.43° f 50.03%, $\kappa\rho$ 2.12).

r cm	5.11	4.09	3.06	2.04	1.02
πr^2 cm²	82.03	52.55	29.42	13.07	3.27
V γ/sec	146.22	104.72	69.89	39.11	14.94
V γ/cm²sec	1.78	1.99	2.38	2.99	4.57
" relat. Wert	39.0	43.6	52.0	65.4	100.00
V γ/cm²sec : $\kappa\rho$	0.84	0.94	1.12	1.41	2.16

Die Verdunstungsgleichung lautet hier:

$$V = 4.50\ \pi r^{1.48}$$

und die flächenrelative Verdunstung von der 5.11 cm Scheibe beträgt nur 39.0% derjenigen von der 1.02 cm Scheibe. Die Wirkung von $\kappa\rho$ wird dadurch auch verschieden (letzte Reihe).

Der exponentiale Effekt des Radius hat bei noch grösseren Flächen seine Gültigkeit. THOMAS und FERGUSON ('17 a, S. 247) erfuhren mit Wasserschalen von $r = 2.08$–10.17 cm, dass der Exponent, wenn der Wasserspiegel nah am Rande ist, um 1.5–1.7 variiert, aber durch Wind, Tiefe des Wasserspiegels usw. vergrössert wird. Ist z.B. die Wasserfläche 3 cm tief, so erreicht der Exponent ca. 2, obschon der Verdunstungskoeffizient dabei viel kleiner wird.

SLEIGHT ('17, S. 220) verwandte sechs Wassertanks von 1–16 Fuss Durchmesser in der Versuchsstation zu Denver, Colorado (ca. 1620 m ü.M.). Sie hatten alle 3 Fuss Tiefe und wurden 2.75 Fuss tief in die Erde

eingelassen und der Wasserstand war gleichhoch wie die Bodenoberfläche gehalten. Die Verdunstungsmenge dieser Tanks betrug während 52 Wochen (15. Nov, 1915–13. Nov. 1916) wie folgt (auf C γ S-Einheiten umgerechnet):

TABELLE 73. Verdunstung der Wassertanks von verschiedenen Grössen.

Durchm. d. Tanks (Fuss)	12	9	6	3.39	2	1
Radius cm	182.77	137.16	90.44	51.66	30.44	15.24
Absenkung des Wasserstandes cm pro Tag	0.343	0.346	0.376	0.415	0.440	0.530
V g/sec	0.4169	0.2370	0.1118	0.0402	0.0149	0.0045
V γ/cm²sec	3.97	4.01	4.35	4.80	5.10	6.14

Die logarithmierte Punktreihe der Verdunstung in Bezug auf den Radius ist fast gerade und die empirische Formel dieser Geraden lautet:

$$V = 9.88\ r^{1,818}\ \gamma/\text{sec}.$$

Im Sommer beträgt natürlich die wöchentliche Verdunstung mehr als doppelt so viel wie die obigen durchschnittlichen Angaben.

Dass hier der Exponent viel grösser ausfällt als bei unserer Pappenverdunstung, beruht hauptsächlich darauf, dass der Wasserspiegel 7.62 cm

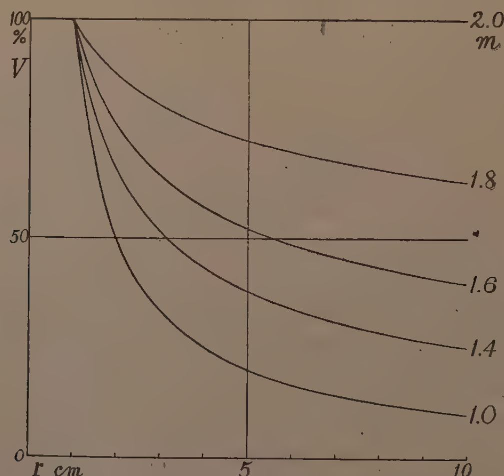


Abb. 121. Relative Verdunstungsgrösse in Prozenten (Ordinate) mit Bezug auf den Radius von 1—10 cm (Abszisse) und den Radiusexponenten m = 1.0—2.0.

tief unterhalb des Randes lag. Denn ein tiefer Wasserstand wirkt einerseits mit abnehmender Breite des Tanks auf die Evaporation des kleineren stärker hemmend ein, während anderseits der Wind auf die Wasserfläche des grösseren Tanks stärker losweht, sodass die Neigung

der Verdunstungsgeraden dadurch steiler werden müsste. Wenn man also den Radiuseffekt verschieden grosser Gefässe gleichmässig machen will, muss man den Luftraum über dem Wasserspiegel nicht gleich hoch, sondern breitenrelativ regulieren, damit die anstreichende Luft analoge Stromlinien bildet. Jedenfalls ist es aber sicher, dass der exponentiale Radiuseffekt selbst bei dieser Breite des Tanks noch Gültigkeit hat.

Um den exponentialen Radiuseffekt auf flächenrelative Verdunstung reduziert darzustellen, sei Abb. 121 gegeben, wo die Verdunstungsgrösse bei $r = 1$ cm als 100 genommen und die relative Verdunstung bei verschiedenen Exponenten in Bezug auf den Radius (Abszisse) aufgetragen ist.

Soweit die rundliche Evaporationsfläche. Wie sich die Absättigung und die Schnellschichtnäherung bei der quadratischen, kugeligen, zylindrischen usw. Fläche verhalten wird, wissen wir noch nicht. Man kann jedoch mit Sicherheit behaupten, dass die flächenrelative Verdunstung mit Vergrösserung der Fläche erst stärker abnimmt. Die Verdunstungsgrössen der verschieden grossen Evaporimeter sind also nicht sofort vergleichbar.

§ 62. Die indirekte Wärmezufuhr und der heterogene Wärmeaustausch

Der Wärmeaustausch eines Verdunstungskörpers lässt sich in drei Kategorien einteilen: 1) die direkte Wärmeaufnahme der verdunstenden Fläche, 2) die indirekte Wärmezufuhr aus der nicht verdunstenden Fläche und 3) der Wärmeaustausch bei der Insolation.

Wenn sämtliche Flächen eines Körpers in Luftruhe verdunsten, so wird die Abkühlung mittels konvektiver Luftströmung mit der Wärmezufuhr genau ausbalanziert, sodass die Abkühlung das dynamische Sättigungsdefizit der Luft $\kappa\rho$ direkt wiederspiegelt, wenngleich mit einem anhaftenden Lufttemperatureffekt auf das Wärmegleichgewicht (T E W G). Beiderseitig benetzte Pappflächen, die PICHE-Scheibe und die Tonkugel stellen in grober Hinsicht diesen Typus des Verdunstungskörpers dar.

Wenn aber ein Teil der Körperoberfläche nicht verdunstet, so wird hier mit der Abkühlung des Körpers die Aussenwärme eingeführt und weiter auf die Evaporationsfläche übergeführt. Dies verhindert nun die Temperatursenkung und beschleunigt die Verdunstung. In welchem Masse die Wärmezufuhr gestattet wird, hängt hier vom Aufbau des Evaporimeters selbst

ab.[1] Es ist also nur eine indirekte Wärmeaufnahme und steht in keinem unmittelbaren Zusammenhang mit dem obwaltenden Verdunstungszustand der Luft. Wenn dabei die Wärme auf kurzem Weg durchgeführt wird wie bei der einseitig paraffinierten nassen Pappe, oder die wärmeaufnehmende Fläche relativ klein wie bei der PICHE-Scheibe ist, so geht die indirekte Wärmezufuhr der Abkühlung fast proportional vor sich, sodass die Evaporation auch als Funktion von $\kappa\rho$ zutagetritt. Es ist indessen ganz erstaunlich, dass die Verdunstungsmenge der PICHE-Scheibe die der freien Scheibe ohne Röhre übertrifft. Ist aber die Rückseite der Evaporationsfläche aus verschiedenen Materialien aufgebaut, so wird die Verdunstung durch das Wärmeleitvermögen derselben beeinflusst. Sehr interessant in dieser Hinsicht sind die Verdunstungsversuche von DÖRFFEL ('35, S. 185), bei denen er unter der Papierscheibe des GALLENKAMPschen Evaporimeters (vgl. hierüber MROSE, '37, S. 15; LEICK '39, S. 1695) eine Asbest- oder Pertinaxscheibe anbrachte. Die Verdunstungsmenge der Papierscheibe auf der Asbestunterlage war immer am geringsten. Es ist auch wohl bekannt, dass die Verdunstung von Wasserbecken je nach den Umständen, ob dies auf den Boden gesetzt oder in die Erde versenkt wurden, die Oberfläche versilbert oder geschwärzt wurde usw., verschieden ausfällt.

Was nun die Verdunstung im Freien anlangt, so wird das Verhältnis sehr kompliziert, zumal im Falle der Besonnung. Nicht nur die Sonnenhöhe, die Gestaltung, Farbe und Glanz des Evaporimeters, sondern auch die wärmeabgebende Struktur desselben wirken ineinander greifend, was jedoch hinsichtlich des Trocknungsvermögen der Luft von ganz heterogener Herkunft ist. Falls ferner die Temperatur der Evaporationsfläche eben um diejenige der Luft schwankt, so wird die Stromrichtung der Konvektion immer wieder mit konvektionslosen Pausen dazwischen verwechselt, was indessen für jedes Evaporimeter ungleich ausfallen sollte. Jedenfalls sind die Abweichungen der Evaporimeterangaben in der Sonne am stärksten.

§ 63. Die Wärmekapazität des Evaporimeters

Diese ist hauptsächlich von seiner Grösse, zumal von dem Wassergehalt abhängig. Wenn die Verdunstungsbedingungen konstant bleiben, kommt die Wärmekapazität kaum in Betracht; höchstens wirkt die Oberflächenausdehnung als Dimensionsfaktor mehr oder minder auf die Absättigung ein. Ist aber die Tem-

(1) Die Verdunstungsabkühlung des Gefässwassers im Zimmer von Konstanttemperatur ist also bei Thermosgefässen am grössten und bei Gefässen aus Kupferblech am geringsten.

peratur schwankend, so kommt die Wärmeträgheit als Phasenverzögerung zum Ausdruck, sodass unter Umständen das Gefälle als Masstab der Evaporation besser arbeitet als das S.-D. Dies ist besonders in der Sonne wie auch bei Nacht der Fall.

Eine vergleichende Untersuchung von BRIGGS und SHANTZ ('17, S. 277) mit zwei Arten von Tanks, ein seichter und ein tiefer, sowie mit vier Arten von Ton-Atmometern, zeigt dies Verhältnis klar. Der seichte Tank war dabei von einem 45.6 cm Radius mit 2.5 cm hoher Seitenwand, 1 cm Wassertiefe, innen geschwärzt und mittels einer Holzscheibe von 4 cm Dicke 1 m hoch über dem Boden aufgestellt und der tiefe Tank, $r = 96$ cm, Seitenwand 60 cm hoch, und 50 cm tief in die Erde eingelassen. Der tägliche Verlauf der Verdunstung war bei dem seichten fast ähnlich demjenigen der Transpiration von *Medicago sativa*, und zwar weit ähnlicher als der der Ton-Atmometer, während der des tiefen Tanks merklich geringere Schwankungen zeigte und zwar mit einer grösseren Wärmeträgheit. In dieser Hinsicht weist die PICHE-Scheibe unter allen Evaporimetern die geringste Trägheit auf.

§ 64. Die Konsistenz und Haltbarkeit der Evaporationsfläche

Dies kommt nur bei Papier- und Ton-Evaporimetern in Frage. Die Konsistenz der Papiersorten ist natürlich nicht gleich und es wurde oft betont, dass die Verdunstung dadurch beeinflusst wird (von dem BORNE, '30, S. 409; REIMANN, '36, S. 17).[1] Nach meinen Untersuchungen mittels PICHE-Scheibe im dunkelen, windstillen Raum zeigten aber das Fliesspapier und zwei Papparten keine deutliche Differenz in der Verdunstungsintensität; sie sind ja sogar mit freier Wasserfläche gleich. Dies ist zwar daraus verständlich, dass die Verdampfungsenergie der Wassermoleküle ungeheuer stark ist, sodass die Kapillarkraft der Papierfasern fast vernachlässigt werden darf. Ein etwaiger Unterschied ist nur das Wasserleitvermögen des Papiers, durch welches die Wasserversorgung an der entleerten Stelle bei lebhafter Evaporation ein wenig beeinträchtigt werden könnte. Es könnte nämlich geschehen, dass bei einer starken Verdunstung das Leitvermögen des Papiers, ungeachtet eines starken stromogenetischen Drucks, nicht ausreicht, um den Wasserverlust in entfernter Stelle völlig zu decken, wie ich bereits bemerkt hatte (S. 85).

Bei den Tonkugeln scheint das Leitvermögen des Wassers ziemlich massgebend zu sein, worauf ihre Korrektionszahl von ansehnlicher

1) Für derartige Untersuchungen muss man vorerst die Identität der Windstruktur voraussetzen, denn man kann selbst im Laboratorium ohne besondere Einrichtung eine völlige gleiche Windstruktur kaum erwarten, geschweige denn draussen.

Grösse hindeutet, was ohne weiteres auf ihrer Konsistenz und Wanddicke beruht[1]. Bei der Tonwand kommt ferner die Haltbarkeit des Leitvermögens in Frage, weil die Porenstruktur der Wand im Laufe der Benetzung verändert wird (LEICK, '39, S. 1710), während die Papierscheibe sich beliebig erneuern lässt.

§ 65. Vergleich der Verdunstungsgrösse einiger Evaporimeter

Wir haben bereits gesehen, dass die Verdunstungsgrösse der PICHE-Scheibe von 3 cm Breite bei 20° nicht sehr vom $\kappa\rho$-Wert abweicht (§ 51). Nach Versuchen von PROPP (LEICK, '39, S. 1708) soll nun die Verdunstungsgrösse der PICHE-Scheibe und des LIVINGSTON-Atmometers, deren Flächengrössen sich wie 14.3 : 85 cm^2 verhalten, im Falle des bewölkten Himmels flächenrelativ wie 1.42 : 1 = 1 : 0.704 und in der Sonne 1.65 : 1 = 1 : 0.606 betragen. Das Kleinerwerden des letzteren beruht ohne Zweifel auf seiner grösseren Fläche sowie dem Wasserleitwiderstand. In der Sonne wird ferner die Scheibe in horizontaler Lage mit Ausnahme der durch die Glasröhre beschatteten Stelle auf der ganzen Fläche bestrahlt, während die Kugel in ihrer Lichtseite nur eine Lichtmenge von ihrer Querschnittsgrösse, also ein Viertel der gesamten Oberfläche ($\pi r^2 : 4\pi r^2$) empfängt, sodass die Differenz der Verdunstung immer vergrössert werden muss.

Betreffs der Flächengrösse war LIVINGSTON der Meinung, dass man sie ausser Acht lassen könnte, sofern man stets ein Standardinstrument verwendet. „I have never been led to determine the area of the surface employed; it would have been useless to do so,.... but we must use the same standard throughout any series of comparative measurements,.....“ Soweit wir aber noch kein ideales Standard-Evaporimeter haben — ja es scheint sogar fast unmöglich, ein solches je zu bekommen — muss man stets auch die Flächengrösse in Betracht ziehen, um das Verdunstungsvermögen in richtigem Masse zu verstehen. D i e s i s t b e s o n d e r s d a n n d e r F a l l, w e n n m a n a l l e s i n a b s o l u t e n E i n h e i t e n a u s d r ü c k e n w i l l.

Was zuletzt das GALLENKAMPsche Evaporimeter (100 cm^2 Fläche) anlangt, so soll nach DÖRFFEL ('35, S. 186) die Verdunstungsgrösse im Freien ohne Sonne im 0.5 m/sec Wind $0.58 \cdot 10^{-4}$ g/cm^2min oder 0.97 in C γ S-Einheiten (von mir umrechnet) und in der Sonne bei 1.25 m Wind $1.20 \cdot 10^{-4} = 2.00\ \gamma$ betragen. Obwohl die Temperatur und Feuchtigkeit dort nicht gegeben sind, so scheint doch die Verdunstungsintensität viel schwächer als die des PICHEschen Evaporimeters zu sein.

(1) Bei den amerikanischen Tonkugeln beträgt die Korrektionszahl 0.6–0.85 und bei den deutschen 0.7–1.1 (vgl. LEICK, '39, S. 1703).

Nach allem sehen wir also, dass die Verdunstung selbst aus der gleichgrossen Fläche wegen ungleichen Wärmeaustausches je nach den Evaporimetern verschieden ausfällt. Jedes Evaporimeter hat ja seine eigene Verdunstungsgrösse, die aber kaum einen strengen Vergleich zulässt, sodass man zaudern müsste, welche Angabe man als Masstab des meteorologischen Verdunstungszustandes aufnehmen soll.

Bei der Einrichtung des Evaporimeters hat man bisher sein Augenmerk hauptsächlich auf die Bequemlichkeit der Handhabung, die Formbeständigkeit, die Sonnen-, Wind- und Regenwirkungen usw. gerichtet, ohne jedoch die absolute Verdunstungsgrösse zu berücksichtigen. Wie genau auch die Messung der Verdunstung eines Evaporimeters sein mag, und wie empirisch auch solche Angabe formuliert worden ist, so hat dies doch keine Allgemeingültigkeit.

Bei der Verwendung eines einzigen Evaporimeters bemerkt man natürlich nicht die Ungenügsamkeit desselben als Hilfsgerät zur Messung des Verdunstungsvermögens der Aussenwelt, weil die verschiedenen Verdunstungsoberflächen — sei es Boden, Gewässer, Pflanzen usw. — im grossen Ganzen eine gewisse Parallelität in ihren Verdunstungsschwankungen mit beliebigem Evaporimeter aufweisen. Wenn man aber einmal die Angaben verschiedener Forscher vergleichen will, so ist man erstaunt, wie ungleich die erhaltenen Werte sind und ausserdem, wie mannigfaltig auch die aufgenommenen Bezugseinheiten sind. Es ist sehr bedauerlich, dass wir noch keinen gemeingültigen Masstab der Verdunstung mit definitiven Einheiten haben.

Welche Art von Evaporimeter nun das bessere ist, das ist je nach dem Untersuchungsobjekt verschieden. Sofern wir aber unser Augenmerk auf die Transpiration richten, sollte dasjenige das bessere sein, dessen Verdunstungsausschlag den meteorologischen Verhältnissen näherkommt. Für diesen Zweck ist das Evaporimeter mit möglichst allseitig verdunstender Fläche, welche mit einer Dimension von höchstens 1.5 cm Radius mit unveränderlichem Wasserleitvermögen und mit kleiner Wärmekapazität begabt ist, am besten. In dieser Hinsicht ist das Piche-Evaporimeter am geeignetsten, wennwohl noch viel zu verbessern übrigbleibt.

XII. Der meteorologische Standard der Verdunstung

Wie wir eben gesehen haben, ist die Verdunstungsgrösse des Evaporimeters je nach den Arten so verschieden, dass man daraus kaum einen gemeingültigen Wert bekommen kann. Das wirkliche Moment der Ver-

dunstung liegt aber nur in den meteorologischen Zuständen der Luft, wodurch sekundär verschieden grosse Verdunstung hervorgerufen wird. Es ist also richtig diese Zustände der Luft direkt als Mass der Verdunstung zu nehmen. Dies ist aber nur dann möglich, wenn man die meteorologischen Daten mit denselben Einheiten wie die Verdunstungsgrösse ausdrückt. Früher hat man das Trocknungsvermögen der Luft mit „Verdunstungskraft" bezeichnet und mittels eines bestimmten Evaporimeters, ungeachtet seiner Apparatkonstante, Standarisierungsversuche gemacht. Demgegenüber möchte der Verfasser „die meteorologische Verdunstungszahl" als Standard vorschlagen, wie unten erörtert werden wird.

§66. Die sog. Verdunstungskraft der Luft

Das Wort „Verdunstungskraft" wurde zuerst von LIVINGSTON ('06, S. 29) eingeführt. Er wollte darin die drei verdunstungsbedingenden Faktoren der Luft — Temperatur, Feuchtigkeit und Wind, die Besonnung ausgenommem — einschliessen ('17, S. 160). Als Mass dieser Kraft benutzte er die Verdunstungsgrösse des von ihm selbst standarisierten Tonkugel-Atmometers. Er war sich aber schon damals bewusst, dass der Luft selber keine Verdunstungskraft innewohnt: „Atmospheric evaporating power refers to the external surroundings of the evaporating surface — and it need not specifically refer to the air itself, for if there were no air present this space would still possess an evaporating power. The evaporating power of the air over the surface is considered as proportional to the reciprocal of the tendency of all the conditions effective in the space over that surface to resist the vaporization of water therefrom. There have been some who have objected to this expression, but they have not put forward another term" ('17, S. 161).

In der Tat verhindert die Luft durch eigene molekuläre Reibung stets die Diffusion des Wasserdampfs in dem Masse, wie sie dichter wird. Es ist ja die molekuläre Kraft des Wasserdampfs selbst, welche im Wesentlichen die Evaporation hervorruft. Es ist also richtig, wenn man über die „Verdunstungskraft der nassen Oberfläche", nicht aber die der Luft, spricht. Seitens der Luft gibt es nur die Verdunstungszulässigkeit, was man als „Trocknungsvermögen der Luft" bezeichnen darf.

HUBER ('25, 53) hat aber die Meinung des Wortes noch erweitert: „Die Summe aller die Verdunstung beeinflussenden Faktoren, vergleichsweise gemessen an der Verdunstungsgrösse irgend eines wassergesättigten Körpers, nennen wir Verdunstungskraft". „Allerdings müssen wir dann

den Gedanken preisgeben, dass wir durch diese Bezugnahme die verschiedenen Verdunstungs- oder Transpirationsgrössen auf gleiche Verdunstungskraftzustände reduzieren, weil dieses Vermögen,.... eben nur für jene ganz bestimmte Verdunstungskraft gilt und unter anderen Bedingungen ein ganz anderes sein kann" (l.c. S. 88).

Leick ('39, 1674) hat die Definition Hubers zitiert und kritisiert: „Dieser Definition kann man — streng genommen — nur dann zustimmen, wenn zwischen der Menge des verdunstenden Wassers und den verschiedenen, dabei mitspielenden Klimafaktoren eine formelmässig festlegbare, konstante Beziehung festzustellen wäre. Das ist aber tatsächlich nicht möglich..... Die Ursache hierfür liegt im Wesen des Verdunstungsvorgangs selber begründet. Er stellt nämlich nicht — wie etwa das Sättigungsdefizit oder die relative Feuchtigkeit — einen Zustand dar, sondern einen Vorgang, der in seinem Ausmass völlig von dem benutzten Messgeräte abhängig ist."

Sofern das Trocknungsvermögen der Luft durch Evaporimeterangaben wiedergegeben ist, hat seine Grösse keine allgemeine Gültigkeit; sie stellt nur eine Tendenz, die durch nicht genau definierte Faktorenkomplexe in der Luft hervorgerufen worden ist, dar. Jedenfalls muss man die Verdunstungskraft der nassen Oberfläche und das Trocknungsvermögen der Luft getrennt betrachten.

§67. Die meteorologische Verdunstungszahl und die relative Evaporation

Die wichtigen Faktoren der Verdunstung sind Temperatur, Feuchtigkeit, Windwirkung und Bestrahlung. Beim Verdunstungskörper mit grösserer Wärmekapazität sind die Temperaturen der Luft und der verdunstenden Oberfläche beide gleichwichtig, bei demjenigen mit kleiner Wärmekapazität ist hingegen die Temperatur der Luft allein schon genug, weil die Abkühlung selber durch das Trocknungsvermögen der Luft sekundär bestimmt wird und das Gefälle kaum einen richtigen Masstab der Verdunstung angibt.

Bezüglich der Wirkungen der Lufttemperatur, des Luftdrucks und der Feuchtigkeit haben wir schon den meteorologischen Verdunstungskoeffizienten oder den Trocknungsindex der Luft $\kappa\rho$ in C γ S-Einheiten eingeführt. Natürlich gibt es keine Evaporationsfläche, deren Verdunstungsgrösse stets dem genannten Koeffizienten gleichkommt. Selbst bei einundderselben Fläche geht die Verdunstung nie proportional zum $\kappa\rho$ vonstatten, sondern verläuft nach der exponentialen Funktion desselben. Diese wird aber durch die konvektive Strömung entlang der Körperoberfläche sekundär hervorgerufen und ist je nach der Form und Grösse

des Evaporimeters verschieden, sodass man für sie kaum eine gemeingültige Formel aufstellen kann. Der Temperatureffekt auf das Wärmegleichgewicht ist ebenfalls eine Art von Apparatkonstante. Es ist also besser, als Mass der Verdunstung unmittelbar den Faktor $\kappa\rho$ aufzunehmen, der ja das grundliegende Moment aller Arten von Verdunstungen ausmacht.

Was nun die Windwirkung auf die Evaporation anlangt, so ist diese je nach der Oberflächenform des Körpers verschieden. Das Näherziehen der Grenzschicht folgt, falls der Wind parallel zur Fläche vorbeizieht, der Quadratwurzel der Geschwindigkeit. Da aber die Evaporimeter verschiedene Form haben und ausserdem bei der Verdunstung eine Absättigung nach der Windrichtung hin erfahren, so nimmt die beschleunigende Wirkung mehr oder minder ab, sodass diese je nach dem Forscher in verschiedenen Formeln ausgedrückt wurde. Es ist ja fast unmöglich, eine für alle Evaporationskörper—einschliesslich der Blätter—genau passende Formel aufzustellen. Alle haben ihre eigene Reaktionsweise. Es ist also besser, als Standard der Windwirkung bloss die Quadratwurzel der Geschwindigkeit aufzunehmen. **Die meteorologischen Verdunstungsbedingungen werden dann :**

$$(\kappa\rho)\,(1+\sqrt{w})\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec},$$

wobei w die Windgeschwindigkeit in cm/sec darstellt. Anstatt der vereinzelten Evaporimeterangabe haben wir also hier ein ideales Trocknungsvermögen, welches eine internationale Gemeingültigkeit besitzt.

Was zuletzt die Wirkung der Besonnung anbetrifft, so gibt es auch dafür keine zuverlässigen Angaben. Grosszügig gesagt, geht die Verdunstung der Bestrahlung proportional vor sich und, falls die Strahlungsenergie sämtlich in Verdunstung umgewandelt worden wäre, so sollte die Verdunstungsmenge der Formel: $\frac{S}{L_t}$ entsprechen, wobei S die Strahlungsenergie in γ-cal/cm^2 sec und L_t die Verdampfungswärme bei der Temperatur der verdunstenden Fläche in γ-cal/γ darstellen. Z.B. bei der Einstrahlung von 1 g-cal/cm^2 min = 16667 γ-cal/cm^2 sec, sollte die Verdunstung bei 20°, wobei die Verdampfungswärme 585 γ-cal/γ ist, 28.49 γ/cm^2 betragen. Da aber die Reflexion, der Wärmeaustausch bei der Strahlung, Leitung und Konvektion dabei auf den Verdunstungskörper verwickelt einwirken, so würde nur ein Bruchteil zur Latenzwärme umgewandelt werden, was aber je nach Form, Farbe, Glanz, Wärmekapazität usw. des Verdunstungskörpers verschieden ausfällt. Es ist also einfach und richtig, für die Insolationswirkung unmittelbar $\frac{S}{L_t}$ zu verwenden. Die meteorologischen Verdunstungsbedingungen werden dann

$$(\kappa\rho)\,(1+\sqrt{w})+\frac{S}{L_t}\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec.}$$

Weil heute diese Klimafaktoren mittels geeigneter Messgeräte leicht verfolgbar sind, so gibt die Formel einen einfachen Standard der Klimafaktoren.[1] Wir möchten diesen Wert als „meteorologische Verdunstungszahl" und das Verhältnis der wirklichen Evaporationsgrösse eines Evaporimeters mit dieser Zahl als „relative Evaporation" oder „Evaporationszahl" des betreffenden Evaporimeters bezeichnen.

Für Messungen im Dunkeln wird das Glied $\frac{S}{L_t}$ der Formel weggelassen und im windstillen Raum noch $\sqrt{w}$, sodass im dunklen, ruhigen Raum endlich nur $\kappa\rho$ in Betracht kommt. Wir möchten alle diese Fälle der Evaporationszahl (Z) mit folgenden Zeichen ausdrücken:

Sonne, Wind $\quad Z=(\kappa\rho)\,(1+\sqrt{w})+\frac{S}{L_t}\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec}$ . . . . . . (41)

Sonne $\quad Z_1=(\kappa\rho)+\frac{S}{L_t}\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec}$ . . . . (42)

Wind $\quad Z_2=(\kappa\rho)\,(1+\sqrt{w})\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec}$ . . . . (43)

Dunkel, Luftruhe $\quad Z_3=\kappa\rho\ \gamma/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec}$ . . . . (44)

Die wirkliche Verdunstungsgrösse jedes Evaporimeters weicht natürlich mehr oder minder von dieser Zahl ab. Ist nämlich die Fläche nur von einiger Quadratzentimeter Grösse, so wird die Verdunstungsmenge pro Quadratzentimeter meistens grösser als der derzeitige $\kappa\rho$ und mit zunehmender Dimension vermindert sich der Betrag. Die beschleunigende Wirkung des Windes schwankt meistens zwischen $\sqrt{w}$ bis $\sqrt[3]{w}$, während die Strahlungsenergie nur ihren Bruchteil zur Verdampfung zu liefern scheint.

Es sei ferner bemerkt, dass jedes Glied der obigen Formel nicht immer selbständig auf die Evaporation einwirkt, sondern dass eins in das andere mehr oder minder eingreifen kann. Dies ist besonders bei der Insolation und der Windwirkung der Fall. Der Wind wirkt natürlich durch Gradientenzunahme verdunstungsbeschleunigend, bei Überhitzung durch die Insolation aber durch konvektive Wärmeaufnahme aus der Evaporationsfläche temperaturausgleichend ein, sodass die Sonnenwirkung

---

(1) Die Strahlungsenergie wird gewöhnlich mit wagerechter Fläche gemessen. Man muss also den erhaltenen Wert mit $\operatorname{cosec}\alpha$ multiplizieren, um die Energiemenge auf senkrechte Fläche zu reduzieren, wobei α die Sonnenhöhe bedeutet. Ist es doch bequem, die Sonnenenergie um die wagrechte Fläche, nämlich das Oberlicht, stets als Norm zu nehmen, so ist es besser anstatt S das Zeichen S' zu verwenden.

dadurch grossenteils vernichtet wird. Diese gegenseitige Wirkung von beiden Faktoren ist aber je nach dem Evaporationssystem verschieden, dass man kaum ein bestimmtes Verhältnis erwarten kann.

Beachtenswert ist ferner der Umstand, dass die Windgeschwindigkeit von weniger als 1 m/sec ziemlich in ihrer Wirkung unsicher wird, denn in dem Masse, wie der Wind schwächer wird, tritt die autokonvektive Strömung in Kraft und diese wirkt je nach der Form und Grösse der verdunstenden Fläche in verschiedener Weise. Beim Kata-Thermometer und Coolometer ist diese Tatsache schon längst bekannt, wie in der Einleitung bereits bemerkt wurde (s. S. 7).

XIII. Die Transpiration im Zusammenhang mit den meteorologischen Faktoren

Der Beeinflussung der Transpiration durch die äusseren Faktoren ist seit UNGER, v. HÖHNEL, MASURE u.A. (vgl. BURGERSTEIN, '04, HUBER, '25) Aufmerksamkeit geschenkt worden. Unsere Kenntnis über diese Frage ist aber noch ziemlich lückenhaft, was hauptsächlich auf folgenden Umständen zu beruhen scheint:

1) Die Transpiration ist nur die letzte Kette der Wasserbewegung in der Pflanze und wird nicht durch meteorologische Faktoren allein bedingt.

2) Selbst wenn die Pflanze reichlich mit Wasser versorgt ist, so sind doch die physiologischen Zustände der vermittelnden Gewebe so kompliziert, dass sie sich nicht einfach wie die Evaporation behandeln lassen.

3) Die meisten Versuche sind bisher nicht unter konstanten Bedingungen ausgeführt worden, sodass man die Wirkungsweise der einzelnen Faktoren nicht genau verfolgen konnte.

4) Selbst beim Modellversuch wie mit einem nassen Pappstück sind die physikalischen Bedingungen der Verdunstung noch nicht ganz klargelegt worden.

Wenngleich wir heute noch weit davon entfernt sind, alle diese Aufgaben zu behandeln, so sei hier gestattet, auf Grund unserer Erfahrungen über die autokonvektive Verdunstung und die verknüpften Erscheinungen, einige Fragen der Transpiration auszulegen.

§ 68. Meteorologische Faktoren, die bisher als Masstab der Transpiration aufgenommen wurden

Es steht oft infrage, welcher Faktor als Standard der Transpiration am trefflichsten ist. Natürlich zweifelt man hierbei nicht, dass die Transpiration sowie die Evaporation in erster Linie von dem Sättigungsdefizit

abhängen (STOCKER, '23 S. 8; WALTER, '28, S. 242), wenngleich es bisher nicht näher verfolgt wurde, ob dies in quantitativer Hinsicht noch gültig ist oder nicht.

SEYBOLD ('29, S. 51) hat aber diesen Gedanken schlechthin abgelehnt, und zwar bloss deshalb, weil in Handbüchern der Physik und Meteorologie das Gefälle als Mass der Verdunstungsformel aufgenommen ist. Falls nun das Gefälle ausschliesslich massgebend wäre, so könnte das Blatt nie eine Transpirationsabkühlung erfahren, denn etwaige Temperatursenkung müsste sofort den Transpirationsrückgang hervorrufen. Dass solches aber nicht wirklich der Fall ist, zeigt sein eigener Ringsystemversuch, bei welchem der am stärksten verdunstende Randring die stärkste Abkühlung erfährt (l.c. S. 28). Es ist ja nur der Gradient, welcher wesentlich die Transpiration in physikalischem Sinne bedingt.

Der einzige Fall, dass das Gefälle als Verdunstungsmass eine Gültigkeit aufweist, tritt beim Aspirationspsychrometer ein, während es bei den meisten Evaporimetern nur annähernd zulässig ist. Da nun die meisten Verdunstungsformeln auf Daten dieser Geräte begründet sind, so ist es begreiflich, dass das Gefälle als Verdunstungsnorm aufgenommen wurde.

Bei den Verdunstungskörpern mit kleiner Wärmekapazität wie das Blatt sind aber das Sättigungsdefizit und das Gefälle fast gleichartig, denn beide zeigen ein ähnliches Zahlenverhältnis mit den Gradienten (s. unten). Übrigens ist es unwahrscheinlich, dass an der Oberfläche des Blattes, zumal bei geschlossenem Zustand der Spaltöffnungen, wirklich ein der Blattemperatur entsprechender, maximaler Dampfdruck wie an der freien Wasserfläche herrscht. Bei der Transpiration der Hutpilze fand SEYBOLD ('32, S. 518): „Physiologisch gesprochen wird der Pilzhut wasserärmer. Der maximale Wasserdampfdruck bleibt nicht erhalten, weil nicht so viel Wasser von dem tiefliegenden Plektenchym nachgeliefert wird wie an der Oberfläche verdunstet."

Es wird auch oft behauptet, dass die P.–D. wohl als Masstab der Evaporation und Transpiration dienlich ist (HUBER, '24, S. 19), wenngleich diese „in dem Augenblick unbrauchbar wird, wo die Verdunstungsunterschiede zum Grossteil auf verschiedener Luftbewegung beruhen" ('26, S. 323). Dass aber die P.–D. des im Wind ausgesetzten, doch gegen die Sonne geschützten Psychrometers eine gute Übereinstimmung mit der Transpiration aufweist, ja sogar besser arbeitet als die Evaporationsgrösse, Strahlungsstärke und Lufttemperatur, ersehen wir aus Angaben von BRIGGS und SHANTZ ('16 a, S. 639; 16 b, S. 206, 17, S. 277). Die Korrelationskoeffizienten verschiedener Faktoren auf die Transpiration weisen z. B. bei Getreidearten folgende Grösse auf (aus dem Mittel vom Jahre 1914):

Strahlung	Temperatur	P.-D.	Seichter Tank	Tiefer Tank	Windgeschw.
0.65	0.71	0.88	0.87	0.75	0.22

Die Behauptung von SCHUBERT ('25, S. 515), dass anstelle der endgültigen P.-D. die Abkühlungsgeschwindigkeit des feuchten Thermometers bei der Temperatur des trockenen den Feuchtigkeitszustand besser zeigen wird, scheint hingegen in der Praxis nicht anwendbar zu sein, denn der Abkühlungsverlauf ist eigentlich nicht linear und man kann damit nur einen relativen Wert erhalten, der sich aber je nach der Grösse der Hg-Kugel verschieden ergibt und Reduktion desselben auf denjenigen des windlosen Zustandes dürfte auch sehr umgänglich sein. Übrigens ist der Wind im Freien stets mehr oder minder böig, sodass die Ablesung je nach dem Zeitpunkt ungleich ausfallen müsste.

LIVINGSTON hat sich auch seit Jahren um die Verbesserung der Kobaltprobe bemüht und neuerdings mit besonderer Rücksicht auf die Temperatur der verdunstenden Oberfläche das Transpirationsvermögen vergleichen ('37, S. 407). Danach können wir ersehen, dass das Transpirationsvermögen z.B. bei der unteren Fläche vom *Zebrina*-Blatt um 14 Uhr, nämlich zur wärmsten Tageszeit am stärksten ist und sein relativer Wert 23% der Verdunstung beträgt usw. Da aber die Kobaltprobe bei unterdrückter Luftströmung ausgeführt wird, so ist das Transpirationsvermögen hier fast unabhängig von der obwaltenden Luftfeuchtigkeit und zeigt nicht die wahre Transpirationsstärke im freien Zustand des Blattes, wobei sie infolge der konvektiven Gradientenzunahme meist grösser wird als im geschlossenen Raum. Übrigens scheint der Farbenumschlag nicht linear zu verlaufen, weil der Dampfdruck des Papiers, wie WELTEN ('33, S. 48) betont hatte, von der Versuchsdauer abhängig ist.

§ 69. Wirkungsweise der meteorologischen Faktoren auf die Transpiration

Unter den meteorologischen Faktoren üben die Temperatur, Feuchtigkeit, Besonnung und der Wind die meiste Wirkung aus. Ihre Wirkungen sind neuerdings in möglichst reinen oder wohl definierbaren Zuständen geprüft worden und die Ergebnisse zeigen uns nicht nur das Transpirationsvermögen der Pflanze, sondern auch im Vergleich mit der Verdunstung viele grundliegende Tatsachen.

a) Lufttemperatur und Feuchtigkeit

Unsere Kenntnisse über die Wirkungsweise dieser Faktoren sind durch Untersuchungen von GÄUMANN und JAAG im windstillen Raum wesentlich vertieft worden. Das S.-D. wirkt auf die Transpiration im Dunkeln ('36, S. 411) sowie unter Beleuchtung ('39, S. 2) ihren Ergeb-

nissen gemäss wesentlich exponential. Wenn aber die kutikuläre Transpiration durch ein starkes S.–D. übermässig befördert wird, so erfährt sie plötzlich eine Abnahme, die sich bald wiedergibt, um bald fixiert zu werden. Sie nannten diese Erscheinungen „reversible Entquellung" resp. „irreversible Abhärtung". Dass die Transpiration durch Quellungszustand und Permeabilität der Blattgewebe sowie durch den osmotischen Zustand des Zellsaftes modifiziert wird, ist auch aus Untersuchungen von BOON-LONG ('41, S. 333) wohl verständlich.

Vergleichen wir weiter die Angaben von GÄUMANN und JAAG mit den bei unserer Pappscheibenverdunstung gemachten Befunden, so finden wir auffallende Kontraste, welche die Eigentümlichkeiten der Transpirationsvorgänge wohl erkennen lassen. Daneben bemerken wir auch, dass beim Blatt das S.–D. und das Gefälle sich fast ähnlich verhalten.

Als Masstab der Transpirationsgrösse verwandten sie im Anschluss an DORNO ('27, S. 131) das sog. „physiologische Sättigungsdefizit", nämlich das Dampfdruckgefälle.(1) Wenn man aber nach ihren Protokollen die Transpirationsgrösse und das S.–D. der Luft in C γ S-Eeinheiten umrechnet, so gibt es keinen wesentlichen Unterschied des Exponenten der beiderlei Defizite. Nach der $\kappa\rho$-Einheit lässt sich ferner der Transpirationskoeffizient direkt in absoluten Einheiten ausdrücken, sodass man die relative Transpiration, bezogen auf die meteorologischen Zustände, ohne weiteres abmessen kann, wie beispielweise bei *Quercus Robur* folgende Gleichungen es klarstellen:

TABELLE 74. Vergleich der Transpirationformeln von GAUMANN und JAAG, berechnet nach dem Gefälle der Dampfspannung in mm-Einheit (S) und dem S.-D. der Luft in $\kappa\rho$-Einheiten.

	V mg/dm² h	V γ/cm² sec	Transpirations-widerstand cm² sec/γ
Stammtrans. von *Quercus Robur* Nr. 2 (S. 421)	$2.96 \cdot S^{1.08}$	$0.036\ (\kappa\rho)^{1.06}$	28
Kutikuläre Trans. von *Quercus Robur* Nr. 5 bei 20° (S. 440)	$1.76 \cdot S^{0.71}$	$0.0090\,(\kappa\rho)^{0.70}$	111
" 30°	$4.40 \cdot S^{0.74}$	$0.0242\,(\kappa\rho)^{0.72}$	41
" 40°	$5.72 \cdot S^{0.80}$	$0.0329\,(\kappa\rho)^{0.83}$	30

Nach unseren Formeln ist sofort ersichtlich, dass die Transpiration von *Quercus Robur* höchstens nur einige Prozent von $\kappa\rho$ beträgt und die Wirkung des dynamischen Sättigungsdefizits der Luft ebenfalls exponential wie beim Gefälle ist, und zwar mit fast ähnlichen Werten, obwohl diese bei der Transpiration des Stammes grösser und bei der der

(1) Beim Menschenkörper muss man als Norm der Verdunstung notwendig das Gefälle: Menschenhaut/Luft aufnehmen, weil die Körperwärme in keinen ursachlichen Zusammenhang mit dem Trocknungsvermögen der Luft steht.

Blätter kleiner als Eins sind. Der reziproke Wert des Transpirationskoeffizienten stellt dann, wenn man will, den Transpirationswiderstand in absoluter Einheit dar. Sein Wert ist natürlich nicht konstant, wie man früher gern annehmen wollte, sondern je nach der Temperatur verschieden.

Die Transpirationskurven von GÄUMANN und JAAG (s. z.B. Abb. 7, S. 439) zeigen erstens, dass sich die Kurven nach der Ordinatenachse hin konkav abkrümmen, und zweitens, dass die Kurven mit steigenden Lufttemperaturen immer höher gestellt werden. Sie verlaufen also unseren Verdunstungskurven völlig entgegengesetzt, welch letztere wegen $n > 1$ nach der Ordinate hin konkav aufgekrümmt und mit dem Temperaturanstieg infolge T E W G immer niedriger gelegt worden sind.

Dass der Exponent von $\kappa\rho$ hier bei der Transpiration kleiner als Eins ist, deutet darauf hin, dass die Wasserpermeabilität der Epidermiszellen mit steigender Transpiration nicht entsprechend zunimmt. Weil die Wasserleitung in den Epidermiszellen nach ROUSCHAL und STRUGGER ('40, S. 50) hauptsächlich auf die submikroskopischen Kapillaren der Antiklinalwände beschränkt ist, so scheint das Leitungsvermögen der Wand anders als bei dem nassen Papier nicht ausreichend zu sein, um dem zunehmenden Wasserbedürfnis nachzukommen, und daher auch auf den Dampfdruck an der Oberfläche einen Einfluss auszuüben. Wir möchten diese Beschaffenheit der Epidermiswand als „unzureichendes Nachleitungsvermögen" bezeichnen. Die Transpiration aus den Lentizellen scheint hingegen weit lebhafter als die der Blattepidermis zu sein. Nach GRIEP ('40, S. 28) sollte aber die Transpiration bei *Helianthus annuus* und *Veronica speciosa* wenigstens bis zum 8 mm S.-D. diesem fast proporportional vor sich gehen. Es scheint mithin der Exponent je nach dem Fall ziemlich weit um Eins zu schwanken.

Was nun die Zunahme des Transpirationskoeffizienten mit steigender Temperatur anlangt, so lehrt uns diese Tatsache, dass die Membranstoffe im allgemeinen, zumal die der Epidermis, mit dem Temperaturanstieg eine starke Quellung und damit auch eine starke Durchlässigkeit erfahren. Diesen Temperatureffekt auf die Durchlässigkeit der Zellwand möchten wir als „Temperaturdurchlässigkeit" bezeichnen. Die lipoide Natur der Kutikula scheint hierbei besonders wirksam zu sein. Dass die Transpiration von *Amaryllis vittata hybrida* Nr. 47 (l.c. '39 b, S. 205 u. 229) im Wind bei 30° stärker beschleunigt wird als bei 20° und auch die von *Quercus Robur* bei starker Bestrahlung viel mehr befördert wird ('38, S. 75), scheint ebenfalls auf der Permeabilitätsveränderung zu beruhen.

Die eben genannten zwei Charakteristiken der epidermoidalen Transpiration, das unzureichende Nachleitungsvermögen und die Temperaturdurchlässigkeit, werden aber erst durch einen Vergleich mit der Evaporation in absoluten Einheiten verständlich, sonst lassen sich keine Zahlen dafür aufstellen.

Nach alledem haben wir durch diese unter konstanten Bedingungen ausgeführten Untersuchungen gesehen, dass die Transpiration meist viel schwächer als die Evaporation oder der Transpirationswiderstand von ansehnlicher Grösse ist.

Es finden sich selten Angaben dafür, dass die Transpiration die Evaporation oft überwiegt (vgl. z.B. OTIS, '14, S. 457; DIETRICH, '25, S. 98). Solches ist aber von vornherein unmöglich, selbst dann, wenn der Wurzeldruck auf den Transpirationszug mithelfend einwirkt, weil der Dampfdruck an der Blattoberfläche nie höher werden kann als der der nassen Oberfläche selbst, ausser wenn die Blattfläche infolge der Temperatursteigerung einen stärkeren Dampfdruck besitzt oder der Frontraum der Diffusion wegen Kleinheit des Blattes stärker erweitert ist im Vergleich mit der Wasserfläche, oder umgekehrt das Wasserniveau der Evaporationsschale stark versenkt ist. Dieselbe Meinung hat auch schon SEYBOLD ('29, S. 23) geäussert. Dies ist auch nach dem Versuch von BOON-LONG (l.c.) wohl verständlich, bei welchem 1 Mol Zuckerlösung durch eine Kollodiummembran nur 38.3% verdunstet im Vergleich mit derjenigen ohne Unterbrechung eines Membrans, was der Lösungsverdichtung und der Membranimprägnation zuzuschreiben ist.

b) Wind

Betreffs der Windwirkung gibt es seit alters her schon viele Angaben, besonders neuerdings ist sie immer ausführlicher untersucht worden. Nach einigen von ihnen sind die Wirkungen an der kutikulären und der stomatären Transpiration getrennt behandelt worden, meist aber nicht, und es scheint unter Umständen sogar unmöglich zu sein, diese zwei Zustände als Versuchsbedingung getrennt vorzubereiten (GRIEP, '40, S. 6). Es ist auch unentschieden, ob die blosse Substraktion der kutikulären aus der gesamten Transpiration wirklich die stomatäre, eventuell die substomatäre Transpiration (GÄUMANN und JAAG, '39 b, s. 215) darzustellen vermag oder nicht, weil bei der gesamten Transpiration alle diese Teilvorgänge lokal ineinander eingreifen könnten. Ausserdem ist die beschleunigende Wirkung des Windes nur auf einen gewissen Grad der Geschwindigkeit beschränkt, über den hinaus nicht mehr eine Beschleunigung, sondern eine Hemmung, Ermüdung oder Abhärtung auftritt (GÄUMANN uud JAAG, a.a.O., S. 197 usw.). Die Transpirationsgrösse im

Wind soll demnach, ob bei maximaler Förderung oder nicht, streng unterschieden werden.

Die Grenze dieser Förderung ist natürlich je nach den Pflanzenarten und Bedingungen verschieden. Bei abgeschnittenen Blättern von *Betula pubescens* z.B. soll nach STÅLFELT ('32, S. 45) die maximale Erhöhung der kutikulären Transpiration schon bei einer Geschwindigkeit von 1 m/min und die der stomatären in 30 m/min, und bei *Helianthus* nach MARTIN und CLEMENTS ('35, S. 613) auf 2 m/sec, nach WRENGER ('35, S. 257) aber auf 4 m/sec, eintreten usw. Nach den ausführlichen Untersuchungen von GÄUMANN und JAAG ('39, b u. c) ist nun die Windwirkung je nach den Arten und Individuen ziemlich mannigfaltig, sodass sie sich nicht einfach verallgemeinern lässt. Z.B. bei *Phyllitis Scolopendrium* und *Quercus Ilex* zeigen die Transpirationskurven mit zunehmender Windgeschwindigkeit einen etagenartigen Anstieg ('39 c), was auf eine entsprechende Veränderung der Wasserdurchlässigkeit u. dgl. hindeutet.

Jedenfalls sind wir weit davon entfernt, alle solche Einzelheiten als innere Vorgänge näher zu analysieren. Nicht nur die anatomisch-histologischen Bauarten sowie die plasmatischen Tätigkeiten wie Permeabilität, Hydratur, das Alter der einzelnen Blättern, sondern auch Blattgrösse, Lauborientierung und -dichte (vgl. § 16) usw. müssen von Einfluss sein. Der zeitliche Verlauf der Transpirationskurve beim Übergang von Ruhe zu Wind ist ebenfalls sehr kompliziert (MARTIN und CLEMENTS, '35, WRENGER, '35, GRIEP, '40).

c) Bestrahlung

Die Wirkung der Bestrahlung ist im grossen Ganzen der Energiemenge proportional. Ist aber die Strahlung noch schwach, so wird ihre Wirkung durch autokonvektive Strömung stark beeinflusst, sodass eine Veränderung vom Wärmeaustauschverhältnis unvermeidlich eintreten muss. Dies scheint besonders bei den Blättern mit komplizierter Struktur der Fall zu sein. Man vergleiche hierüber die stomatäre Transpiration von *Phyllitis Scolopendrium* u.a.m. (GÄUMANN und JAAG, '39, S. 48; '39 a, S. 4; '39 c, S. 615–6). Tritt ferner gleichzeitig Windwirkung ein, so wird das Verhältnis noch verwickelter. Selbst ein Wind von 2 m Geschwindigkeit kann sogar die fördernde Wirkung der Bestrahlung mit zunehmender Lichtintensität umgekehrt herabsetzen (GRIEP, '40, S. 40).

MARTIN fand indessen bei Feldversuchen mit *Helianthus*, bei denen die Strahlungsintensität mittels verschieden dichter Zelte abgestuft wurde, dass die Transpiration sich mit der Strahlungsstärke annähernd linear verhält, und zwar nach der Formel: $T = b + mR$, wobei T die Transpirationsgrösse, b den Schnittpunkt der Verdunstungsgeraden mit T-Achse, m die Neigung der Geraden und R die Strahlungsintensität darstellen.

Da hier aber die Transpirationsgrösse mit g/dm² h und die Strahlung mit g-cal/cm² min ausgedrückt wurden, so ist die Beziehung der beiden Grössen nicht sofort erfassbar. Rechnen wir hingegen seine Protokolle in C γ S-Einheiten um, so erhalten wir recht lehrreiche Ergebnisse. Z.B. bei seinem Versuch am 2. Nov. 1934 zu Santa Barbara, Californien lauten die umgerechneten Versuchsdaten wie folgt (Tab. IV, S. 347):

TABELLE 75. Insolationswirkung auf die Transpiration (umgerechnet nach Angaben von MARTIN). Temperatur von 11 bis 15 Uhr (Mittel) 22.7° (Ausnahme: Zelt F: 23.2°), rel. Feuchtigkeit 41%, Windgeschwindigkeit 4.1 Meile/Stunde = 183 cm/sec. Danach $\kappa\rho = 2.97$ (bei Zelt F 3.08), $\sqrt{w} = 13.53$.

Zelt	A	B	C	D	E	F
Strahlung g-Cal/cm²min	0.87	0.65	0.526	0.345	0.150	0.055
S'/L_t	24.86	18.57	15.02	9.85	4.28	1.57
Z	68.01	61.72	58.17	53.00	47.43	46.32
Transpiration g/dm² h	2.31	2.13	1.94	1.71	1.53	1.25
" γ/cm²sec	6.42	5.92	5.39	4.75	4.25	3.47
T/Z %	9.4	9.6	9.3	9.0	9.0	7.5

Nach ihm heisst die Formel: T = 1.254 + 1.289 R, nach unserer Rechnung: $T = 3.52 + 0.122 \frac{S'}{L_t}$ γ/cm² sec. In Worten ausgedrückt, beträgt die Transpirationsgrösse ohne Mitwirkung der Insolation 3.52 γ, was auf dem $\kappa\rho$ und $\sqrt{w}$ beruht und die Beschleunigung durch Besonnung 0.122 in γ-Äquivalenz, oder es ist nur 12.2% der gesamten Strahlung als Verdampfungswärme ausgenützt worden. Die relative Transpiration: T/Z beträgt mithin weniger als 10% (letzte Zeile). Da hier ein Wind von 1.83 m herrschte, so scheint die Luftströmung die Strahlungsenergie grossenteils weggenommen zu haben.

Nach Angaben von BRIGGS und SHANTZ ('16, S. 186) beträgt das Verhältnis der transpirierten Wassermenge in Wärmeäquivalenz gegenüber der Sonnenenergie durchschnittlich 70.6% (berechnet nach Tab. 17, S. 186). Da aber darunter die Transpiration ohne Sonnenwirkung einen ansehnlichen Anteil betragen soll und der Wärmeverlust durch die Konvektion ausser durch die Reflexion, Transmission usw. auch ziemlich gross sein könnte, so scheint der wirkliche Anteil der in Transpiration umgewandelten Strahlungsenergie nur einen Bruchteil des genannten Wertes auszumachen.

Soweit die Transpiration bei genügender Wasserversorgung. Der tägliche Gang der Transpiration wird hierbei hauptsächlich durch meteorologische Faktoren bedingt und die Wasseraufnahme geht auch, wie die Versuche von KRAMER ('37, S. 10) an *Helianthus* mittels Autoirrigators zeigen, fast ähnlich wie die Transpiration, nur mit etwaiger Phasenverschiebung vor sich. Ist hingegen die Wasserversorgung un-

zureichend, so erleidet die Transpiration eine Einschränkung und die Transpirationskurven zeigen ungeachtet der beschleunigenden Wirkungen klimatischer Faktoren einen um die Wasserbilanz fluktuierenden, flachen Verlauf; andernfalls ist die Welkung unvermeidlich (GRADMANN, '32, GRIEP, '40).

§ 70. Die relative Transpiration und der Transpirationswiderstand

Die relative Transpiration, bezogen auf die Evaporation, wurde zuerst von v. HÖHNEL (zit. nach HUBER, '25, S. 66), dann von LIVINGSTON, '06, S. 46) ausführlich behandelt. Letzterer meinte, die Evaporation sei etwa identisch mit dem Verdunstungszustand der Luft und stellte eine Formel: relative Transpiration $=\frac{T}{E}$ auf, wobei T die Transpiration und E die Evaporation eines bestimmten Evaporimeters bedeuten.[1]

Da aber die Evaporationsgrösse streng genommen nicht als Bezugsgrösse der Transpiration brauchbar ist, so schlägt SEYBOLD vor, anstelle der relativen Transpiration den Transpirationswiderstand aufzunehmen ('29, S. 22; '30, S. 270). Der Gedanke basiert auf der Annahme, dass die anatomisch-histologischen Merkmale eines xeromorphen Blattes als Diffusionswiderstand gelten müssen, und dass das OHMsche Gesetz der Stromleitung auf die Transpiration übertragbar ist. SEYBOLD stellte danach eine Formel: $W=\alpha \frac{P}{V}$ auf, wobei W den Widerstand, P das Dampfdruckgefälle, V die Verdunstung und α eine Konstante (Austauschfaktor) darstellen.

Auf Grund dieser Gedankengänge bemühte er sich, die Widerstände der ägyptisch-arabischen Wüstenpflanzen zu messen. Dann haben SEYBOLD und FÜSSER ('31, S. 77), FÜSSER ('33, S. 485) und BREWIG ('33, S. 734) die Widerstände der verschiedenen Blätter in ruhiger und strömender Luft geprüft. SEYBOLD kam aber endlich zu folgendem Schluss: „Transpirationswiderstände, die unter verschiedenen Versuchsbedingungen gewonnen werden, sind nicht miteinander vergleichbar....Die Widerstände sind nicht in ihrer absoluten Höhe zu ermitteln, sondern haben nur in Vergleichsversuchen die Bedeutung,..... Welcher Weg eingeschlagen werden muss, um den Transpirationswiderstand der morphologisch-histologischen Strukturen und der jeweiligen physiologischen Zustände der

---

(1) Das Wort „relative Transpiration" ist bisher in verschiedenem Sinne gebraucht worden. Die flächen- und gewichtsrelative Transpiration wurde seit alters her als die übliche angesprochen und die relative Transpiration der Sonnen- und Schattenblätter, bestimmter Tage, der verschiedenen Pflanzenarten, der Böden von ungleichem Wassergehalt usw. wurden gleichfalls oft in Betracht gezogen. Wenn man also den vergleichenden Gegenstand deutlich definieren will, muss man ihm ein Präfix beifügen wie z.B. hier die „evaporirelative Transpiration."

Transpirationssysteme unabhängig von den Verdunstungsbedingungen zu erfassen, vermag ich heute noch nicht zu sagen" ('34, S. 361–2). Es ist aber nicht richtig, ja, sogar unmöglich, die Transpirationswiderstände ohne Voraussetzung der Aussenbedingungen zu besprechen, wie aus den Versuchen von GÄUMANN und JAAG klar ersichtlich ist (s. S. 225).

In der Tat ist die Formel, selbst bei Modellversuchen mit nasser Pappe, bei denen W nur den Aussenwiderstand der Luft darstellt, mit Veränderung von P, anders als bei der elektrischen Strömung, auch veränderlich, sodass W durch Messung von V allein nicht bestimmbar ist; geschweige denn bei der Transpiration, bei welcher die Innenwiderstände stets ein wichtiges Moment ausmachen.

WELTEN ('33, S. 54) hat auch aus ähnlichen Gedankengängen heraus eine Formel für den Flächenwiderstand in C G S-Einheiten aufgestellt: $w = 0.36\ n\ C/I$, wobei C die Konzentrationsdifferenz in g/cm^3, I die spezifische Stromstärke in g/cm^2 sec und n den Korrektionskoeffizienten für Temperatur und Luftdruck darstellen.

Durch Messung der Verdunstung von Wasserschalen fand er aber, „dass der Maximumpunkt des Widerstandes zwischen der Verdunstungslosigkeit und der Temperaturgleichheit umgebender Luft und zwar nahe dem Wärmegleichgewichtspunkt liegt" (S. 72). Der Widerstand hier ist also nur derjenige im Verdunstungsraum.

LEIGHLY ('37, S. 180) hat im Anschluss an BÜTTNER ('34) den Gradienten der Dampfkonzentration an der Grenzschicht der Verdunstungsfläche in Betracht gezogen und stellte eine Gleichung im Wind auf:

$$V = k''\, \Delta e\, c\, (w/l)^n,$$

wobei k'' den Diffusionskoeffizienten, Δe den Gradienten, c einen Proportionalitätskoeffizienten, w die Windgeschwindigkeit, l die Länge der Fläche in der Windrichtung ausdrücken (S. 191) und $(w/l)^n$ hier die aerodynamisch bestimmbare Grenzschichtdicke bedeutet. Von diesem Standpunkt aus betrachtete er die relative Transpiration im Sinne LIVINGSTONS und kam zu nachstehender Gleichung:

$$V_p : V_o = \Delta e_p : \Delta e_o',$$

wobei V_p die Transpirationsrate eines Blattes, V_o die Evaporationsrate einer verdunstenden Fläche, Δe_p den Dampfkonzentrationsgradienten an der Blattoberfläche und Δe_o denjenigen der Verdunstungsfläche darstellen. Das reziproke Verhältnis ist dann der Transpirationswiderstand im Sinne SEYBOLDS.

Dies wäre ja richtig, falls man alle diese Grössen bei einer aerodynamisch gleichen oder bestimmten Bedingung messen könnte, was aber in praktischer Hinsicht fast unmöglich zu sein scheint, da einerseits, wenn

die Blätter ein Zweigsystem ausmachen, ihre Raumorientierung so kompliziert ist, dass V_0 sich an einem entsprechenden Modellkörper kaum ermitteln lässt, und da anderseits Δe_p selber nicht immer die der Blattemperatur entsprechende, maximale Dampfkonzentration ausdrücken kann. Zudem stimmt die Veränderungsweise der aerodynamischen Grenzschichtdicke $(w/l)^n$ mit der der Dampfkonzentrationsgradienten nicht überein, weil der letztere durch Absättigung nach der Windrichtung hin mehr oder minder zunimmt, als man bloss vom aerodynamischen Standpunkt aus erwarten darf. Jedenfalls ist es nicht praktisch, die relative Transpiration oder den Transpirationswiderstand direkt mit dem Gefälle oder dem Gradienten an der betreffenden Oberfläche zu messen. Wie soll nun aber die relative Transpiration definiert werden?

§ 71. Die klimatorelative Transpiration und die Transpirationszahl

Es ist nicht allgemeingültig, die Transpirationsgrösse, verglichen mit der Evaporationsgrösse eines bestimmten Evaporimeters, bloss als relative Transpiration zu bezeichnen, weil dies nie den Verdunstungszustand der Luft in richtigem Masse anzeigt. Es gibt ja keine andere Zustandsgrösse der Luft als die meteorologische Evaporationszahl, die das Trocknungsvermögen der Luft darstellt und sich als konkretes Mass in γ ausdrücken lässt.

Wir können dann die relative Transpiration, bezogen auf die Evaporationszahl, als Verhältnis:

$$\frac{T}{Z} = \frac{T}{(\kappa\rho)\,(1+\sqrt{w})+\dfrac{S}{L_t}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

ohne weiteres verstehen. Wir möchten diesen Quotienten als „Transpirationszahl“ bezeichnen. Diese ist stets kleiner als Eins und kann sogar den hundersten Teil oder noch darunter betragen, sodass man sich besser in Prozenten ausdrückt.

Natürlich zeigt die Transpiration wie bei den meisten physiologischen Leistungen eine Optimumkurve hinsichtlich der äusseren Faktoren, wie wir bereits bei der Feuchtigkeit und dem Wind gesehen haben. Beim Zusammenwirken mehrerer Faktoren wird mithin die Transpirationszahl immer komplizierter, sodass ein gewisser Wert derselben gleich aus den verschiedenen Faktorenkombinationen hergeleitet werden könnte.

Die Transpirationszahl ist also in sich selbst nicht konstant, ganz wie bei dem Verdunstungskoeffizienten; wir müssen uns nur damit begnügen, dass die Zahl bei den Bedingungen soundso einen gewissen

Betrag erreicht oder doch erreichen kann, ohne jedoch behaupten zu wollen, dass die Zahl sich stets so verhält. Es ist indessen sicher, dass die Verdunstungszahl bei den Hygrophyten grösser ist und der maximale Wert bei ihnen mit zunehmenden klimatischen Faktoren früher erreicht wird als bei den Xerophyten.

§ 72. Zur Energetik der Blattflächekonvektionen

Unter der ins Blatt einfallenden Strahlungsenergie wird bekanntlich nur ein geringerer Teil zur chemischen Energie umgewandelt, während der Hauptanteil nur die Wärmewirkung ausübt. Diese beschleunigt gewöhnlich die physiologischen Tätigkeiten, das sind aber nur die Lebensbedingungen ohne nennenswerten Energieumsatz, oder die aufgenommene Energie wird grossenteils wieder vom Blatt abgegeben, um damit die Überhitzung zu vermeiden.

Ist es hierbei windig, so wird die Wärme leicht vom Blatt übertragen; ist hingegen die Luft ruhig, so ist die reine Wärmeleitung durch die Luft nicht hinreichend genug, um die Temperaturermässigung sofort herbeizuführen. Hier tritt die Autokonvektion als vermittelndes Agens in den Vordergrund, und zwar geht die Wärmeübertragung desto schneller vor sich, je steiler der Gradient ist. Dass hierbei die Transpiration auch eine Rolle spielt, ist von selbst klar; dass sie aber nur von untergeordneter Natur ist, wurde in der Einleitung schon bemerkt. Beiläufig sei aber gesagt, dass in den Tropen viele Blätter nicht wagerecht orientiert sind, was nicht nur angesichts der Einstrahlung, sondern auch in Bezug auf die konvektive Wärmeabgabe wohl nützlich ist.

Ist nun das Blatt beschattet, so nimmt die Autokonvektion eine noch wichtigere Rolle ein, weil die Luftwärme hier unmittelbar als Energiequelle dienstbar gemacht wird. Schon PFEFFER ('92, S. 200) hat darauf hingewiesen: „ Weil aber die Pflanze subisotherm gedeihen kann, ist es möglich, dass während der ganzen Entwicklung Wärme nicht verloren geht, wohl aber dauernd in dieser Form Energie von aussen zugeführt wird.“ In der Tat wird bei der Transpiration im Schatten die Verdampfungswärme durchweg von der Luft zugeführt.

Die wahre Triebkraft dieses Vorganges liegt aber in der Verdunstungskraft des Blattes selbst oder in der molekularen Bewegung des Wasserdampfs im Blatt, die durch das Gefälle: Blatt/Luft die Diffusion herbeiführt und dadurch die Abkühlung und Entquellnng der Blattgewebe verursacht wird. Die Abkühlung ruft nun die Wärmeleitung von aussen und die konvektive Strömung längs der Blattfläche hervor, durch welche der Wärmetransport stark gesteigert wird. Anderseits wird durch den Transpirationszug die

Saugwelle bis nach unten zum Bodenwasser getragen und die Transpiration setzt sich ununterbrochen fort.

Die Ausnützung der Luftwärme bringt nun den physiologischen Tätigkeiten des Blattes einen unentbehrlichen Vorteil. Nicht nur die Unterkühlung bis nah am Taupunkt wird vermieden, wodurch die chemischen Leistungen unbehindert vor sich gehen, sondern auch die Transpiration wird ungeschwächt fortgesetzt, um damit das Saftsteigen, die Nährstoffaufnahme, die innere Zirkulation usw. zu erleichtern, wenngleich die Transpirationsgrösse selber kein Ausdruck der gesamten physiologischen Tätigkeiten ist. Jedenfalls wird die Transpiration und die damit zusammenhängenden Tätigkeiten, sofern die Blätter untertemperiert wie die Luft sind, durch die Wärme in der Luft unterstützt und diese letztere vermittels der konvektiven Strömung viel schneller überführt als es durch Leitung allein bewerkstelligt werden würde.

Nach allem sehen wir also, dass die Autokonvektion entweder in der Sonne oder im Schatten den Wärmeaustausch der Blätter schneller durchführt, dass dadurch Überhitzung und Unterkühlung vermieden werden, ferner dass das Blatt bei der Untertemperatur durch die konvektive Luftwärme seine physiologischen Leistungen ungestört fortsetzen kann.

Schluss

Die autokonvektive Strömung wird schon bei einer Temperaturdifferenz von 0.1°, also einem Dichteunterschied von ca. 1/3000, hervorgerufen. Die dampfreichere Luft wird also auch, wenn sie gleichtemperiert wie die umgebende Luft ist, leicht aufgetrieben, wenngleich bei nassen Körpern die Verdunstungskonvektion wegen der Abkühlung stets absteigend ist.

Die autokonvektive Strömung bildet nah an der Körperoberfläche eine Schnellschicht, deren Stromgeschwindigkeit und Entfernung sich als exponentiale Funktionen der Temperaturdifferenz und der Stromweite darstellen lassen. An der Kante entlang der Körperoberfläche zieht aber die Schnellschicht dicht vorbei, während dies an den Ecken nur in grossem Abstand geschieht.

Die Temperatur- und Dampfkonzentrationsgradienten werden durch die Schnellschichtentfernung stark beeinflusst und dadurch auch der Wärme- und Dampfaustausch. Die stromab erfolgende Anwärmung und Absättigung, die eine Gradientenabnahme mit sich bringen, werden hiermit auch mehr oder weniger modifiziert. Die Intensitäten des Wärmeaustausches und der Verdunstung eines Körpers, also auch die Verdunstungskälte, sind daher unter autokonvektivem Stromfeld lokal verschie-

den, sodass der Gradient als Masstab der Wärme- und des Dampfaustausches nicht einfach angewendet werden kann.

Beim Verdunstungskörper von grosser Wärmekapazität ist das Gefälle als Norm der Verdunstung nützlich, besonders wenn er eine von der Verdampfungskälte unabhängige, selbständige Wärmetönung aufweist. Beim Körper von kleiner Wärmekapazität ist aber die Verdunstungsmenge als Ganzes der Temperatursenkung proportional, sodass das Gefälle keine Bedeutung als Norm haben kann. Der meteorologische Verdunstungskoeffizient, d.h. das dynamische Sättigungsdefizit $\kappa\rho$, weicht hingegen in seiner absoluten Menge nicht sehr von derjenigen der Verdunstung ab. In praktischer Hinsicht ist also das letztere als Standard der Verdunstung am geeignetsten.

Die Verdunstung stellt sich als exponentiale Funktion des meteorologischen Verdunstungskoeffizienten sowie der Dimension der verdunstenden Fläche dar. Die Verdunstung wird jedoch nicht allein durch meteorologische Zustände, sondern auch durch den verdunstenden Körper selbst stark bedingt. Wenn die Verdunstung über der ganzen Fläche eines Körpers stattfindet, so steht sie im innigsten Zusammenhang mit den meteorologischen Faktoren. Wenn hingegen bei einem Körper eine nicht verdunstende Fläche vorhanden ist, so wird das Wärmeaustauschverhältnis und damit auch die konvektive Strömung stark verändert, sodass der Zusammenhang der Verdunstung mit den meteorologischen Faktoren viel unmittelbarer wird.

Bei den Evaporimetern sind nicht nur Form und Grösse, sondern auch Struktur und Baumaterial für die Verdunstung massgebend; diese machen alle die Apparatkonstanten aus.

Die Lufttemperatur wirkt dreifach auf die Verdunstung. Sie bedingt nicht nur den Diffusionskoeffizienten und die maximale Dampfkapazität der Luft, sondern übt auch auf das Wärmegleichgewicht des Verdunstungskörpers von kleiner Wärmeträgheit einen Einfluss aus, und zwar derart, dass der Verdunstungsquotient mit steigender Temperatur abnimmt.

Weil auch an der einzelnen Blattfläche und dem gesamten Sprossraum Autokonvektion herrscht, so muss man bei der Untersuchung der Transpiration nicht nur auf die Versuchsanordnung, sondern auch auf die Auswahl der Versuchsmaterialien grössere Sorgfalt verwenden, als dies bisher geschehen ist.

Als Trocknungsvermögen der Luft im dunklen, ruhigen Raum stellt sich der meteorologische Verdunstungskoeffizient in C γ S-Einheiten am besten dar. Dieser steht mit der Verdunstungsgrösse stets in engerem Zusammenhang, sodass man aus den meteorologischen Daten die Verdunstungsgrösse voraussetzen kann. Im Wind und in der Sonne ist

natürlich ein Zusatz von entsprechenden Gliedern nötig. Die so erhaltene meteorologische Evaporationszahl stellt dann den Standard der Verdunstung, und das Verhältnis der Verdunstungsgrösse eines Evaporimeters zur genannten Zahl die relative Evaporation desselben dar. Die relative Transpiration lässt sich auch ähnlich ermitteln.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden zum Teil durch Unterstützung der „Forschungsabteilung der Japanischen Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschungen" ermöglicht, wofür ich hier meinen besten Dank ausspreche. Auch dem verstorbenen Professor K. TAMAKI vom Physikalischen Institut und vielen anderen Kollegen bin ich zu aufrichtigstem Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis

ÅNGSTRÖM, A., Die Konvektion der Luft. Met. Zeitschr. 1919, S. 348.

BONGARDS, H., Feuchtigkeitsmessung 1926.

BOON-LONG, T. S., Transpiration as influenced by osmotic concentration and cell permeability. Amer. Jour. Bot. 28('41) 333.

BORNE, H. VON DEM, Verdunstungsstudien. Ann. d. Hydrogr. usw. 58('30) 409.

BREWIG, A., Ein Beitrag zur Analyse des Transpirationswiderstandes. Planta 20('33) 734.

BRIGGS, L. J. and SHANTZ, H. L., Hourly transpiration rate on clear days as determined by cyclic environmental factors. Journ. Agr. Res. 5('16) 583. — Daily transpiration during the normal growth period and its correlation with the weather. Do. 7('16a) 155. — Comparison of the hourly evaporation rate of atmometers and free water surfaces with the transpiration rate of *Medicago sativa*. Do. 9('17) 277.

BROWN, H. T. and ESCOMBE, F., Static diffusion of gases and liquids in relation to the assimilation of carbon and translocation in plants. Phil. Trans. B. 193 ('00) 223. — Researches on some of the physiological processes of green plants, with special reference to the interchange of energy between the leaf and its surroundings. Proc. Roy. Soc. Lond. 76('05) 29.

BROWN, H. T. and WILSON, W. E., On the thermal emissivity of a green leaf in still and moving air. Proc. Roy. Soc. Lond. 76('05) 122.

BÜTTNER, K., Die Wärmeübertragung durch Leitung und Konvektion, Verdunstung und Strahlung in Bioklimatologie und Meteorologie. Veröffentl. d. Preuss. Met. Inst. Nr. 404('34). — Bedeutung und Messung der Oberflächenfeuchte für die Transpirationsanalyse. Biol. Zentralbl. 55('35) 356.

CLUM, H. H., The effect of transpiration and environmental factors on leaf temperatures. I. Transpiration. Amer. Jour. Bot. 13('26) 194. — II. Light intensity and the relation of transpiration to the thermal death point. Do. 13('26) 217.

CURTIS, O. F., Transpiration and the cooling of leaves. Amer. Jour. Bot. 23('36) 7.

DIETRICH, M., Die Transpiration der Schatten- und Sonnenpflanzen in ihren Beziehungen zum Standort. Jahrb. f. wiss. Bot. 65('25) 98.

DOBISCH, H., Das Doppelthermometer als Verdunstungsmesser. Met. Zeitschr. 1914. S. 287.

DÖRFFEL, K., Die physikalische Arbeitsweise des GALLENKAMP-Verdunstungsmessers und seine Anwendung auf mikroklimatische Fragen. Veröffentl. d. geophysik. Inst. d. Univ. Leipzig., 2 Ser. Spezialarb. aus d. geophys. Inst. u. Observ. 6('35) 177.

DORNO, C., Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl. Braunschweig, 1927.

FAGE, A. and TOWNSEND, H. C. H., An examination of turbulent flow with an ultra-microscope. Proc. Roy. Soc. Lond. 135('32) 656.

FINDEISEN, W., Beziehungen zwischen Reibung, Wärmeübergang und Verdunstung. Gerl. Beitr. z. Geophys. 39('33) 356. — Zur Theorie des Psychrometers. Met. Zeitschr. 51('34) 89.

FÜSSER, K., Die Transpiration und die Transpirationswiderstände verschiedener Pflanzentypen. Planta 16('33) 485.

GALLENKAMP, W., Versuche über den Zusammenhang von Verdunstungsmenge und Grösse der verdunstenden Fläche. Met. Zeitschr. 36('19) 16.

GÄUMANN, E. und JAAG, O., Untersuchungen über die pflanzliche Transpiration. Ber. d. schweizer Bot. Ges. 45('36) 411. — Untersuchungen über die stomatäre Transpiration I. Ibid. 48('38) 45. — Über die stomatäre Transpiration von *Phyllitis Scolopendrium* (L) NEWN. Ber. Deutsch. Bot. Ges. 57('39) 2. — Der Einfluss des Windes auf die pflanzliche Transpiration I. Ber. d. schweizer Bot. Ges. 49('39) 177; II. Ibid. S. 555.

GEIGER, R., Das Klima der bodennahen Luftschicht. Braunschweig. 1927.

GIBBS, W. E., Clouds and smokes. The properties of disperse systems in gases and their practical applications. London 1924.

GRADMANN, H., Die Windschutzeinrichtungen an den Spaltöffnungen der Pflanzen. Jahrb. f. wiss. Bot. 62('23) 449. — Untersuchungen über die Wasserverhältnisse des Bodens als Grundlage des Pflanzenwachstums II. Ibid. 71('29) 669.

GRIEP, W., Über den Einfluss von Aussenfaktoren auf die Wirkung des Windes auf die Transpiration der Pflanzen. Zeitschr. f. Bot. 36('40) 1.

GRÖBER, H. und ERK, S., Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin. 1933.

HANN, J. v. und SÜRING, R., Lehrbuch der Meteorologie. Leipzig 1926.

HANSEN, M., Die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht an einer eingetauchten Platte. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 8('28) 185.

HARGOOD-ASH, D. and HILL, L. E., The kata-thermometer as a physical instrument. Med. Research Council, London. Special Rep. Ser. No. 73. 1923. p. 14.

HILL, L. E., VERNON, H. M. and HARGOOD-ASH, D., The kata-thermometer as a measure of ventilation. Proc. Roy. Soc. Lond. B. 93('22) 198.

HÖHNEL, F. v., Über die Transpirationsgrössen der forstlichen Holzgewächse usw. Mitteil. aus d. forstl. Versuchsw. Österreich. 2('81) 47 und 275. — Über den Wasserverbrauch der Holzgewächse usw. WOLLNYS Forschungen auf dem Gebiet d. Agrikulturphysik. 4('81) Heft 5.

HOMAN, C., YOUNG, T. F. and SHULL, C. A., Evaporation in its thermodynamic relation to the cohesion theory and to imbibitional and osmotic pressures of cell constituents. Pl. Physiol. 9('34) 653.

HUBER, B., Eine einfache Methode zur Messung der Verdunstungskraft am Standort. Ber. Deutsch. Bot. Ges. 42('24) 19. — Die Beuerteilung des Wasserhaushaltes der Pflanze. Jahrb. f. wiss. Bot. 64('25) 1. — Psychrometerdifferenz als Verdunstungsmass. Eine Richtigstellung. Ibid. 44('26) 321. — Untersuchungen über die Gesetze der Porenverdunstung. Zeitschr. f. Bot. 23('30) 839. — Der Wärmehaushalt der Pflanzen. Naturw. u. Landw. Heft 17. 1935.

JEFFREYS, H., Some problems of evaporation. Phil. Mag. 35('19) 270.

JODLBAUER, K., Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld um ein geheiztes Rohr bei freier Konvektion. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 4('33) 157.

KAMEI, S. und SEDOHARA, T., Untersuchungen über die Trocknung fester Stoffe, III–IV. Die Trocknung der Tone. Journ. Soc. Chem. Industry, Japan. 37('34) 68 B. (Japanisch).

KAUFMANN, W., Angewandte Hydromechanik. I. Berlin 1931.

KIMBALL, W. S. and KING, W. J., Theory of heat conduction and convection from a low hot vertical plate. Phil. Mag. 13('32) 888.

KISSLING, R., Handbuch der Tabakkunde, des Tabakrauches und der Tabakfabrikation in kurzer Fassung. 4 Aufl. Berlin 1920.

KLAR, M., Technologie der Holzverkohlung unter besonderer Berücksichtigung der Herstellung von sämtlichen Halb- und Ganzfabrikationen aus den Erstlingsdestillation. 2 Aufl. 1910.

KNOBLAUCH, O. und HENCKY, K., Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen. 2 Aufl. 1926.

KORIBA, K., Untersuchungen über die Konvektion und Verdunstung als physikalische Komponente der Transpiration. Bot. and Zool. 5('37) 1159.—6('38) 683 (japanisch).—Dieselbe (Vorl. Mitteil.). Bot. Mag. (Tokyo) 51('37) 461.—Untersuchungen über die autokonvektive Verdunstung in ruhiger Luft. Bot. and Zool. 6('38) 1651.—7('39) 1356 (japanisch).—Comparison of evaporation and transpiration. Ibid. 8('40) 1.—Einige Charakteristiken des PICHE-Evaporimeters und Vergleichung desselben mit anderen Evaporimetern. Ibid. 9('41), 1, 159 u. 319.—Die meteorologische Verdunstungszahl und die relative Transpiration. Ecological Review 8('42) 5 (japanisch).

KRAMER, P. J., The relation between rate of transpiration and rate of absorption of water in plants. Amer. Journ. Bot. 24('37) 10.

LANGMUIR, I., Convection and conduction of heat in gases. Phys. Rev. 34('12) 401.

LEICK, E., Bestimmung der Transpiration und Evaporation mit Rücksicht auf die Bedürfnisse der Ökologie. Handb. d. biol. Arbeitsmeth. Abt. XI, Teil 4. Heft 8('39) 1573.

LEIGHLY, J., A note on evaporation. Ecology 18('37) 180.

LIVINGSTON, B. E., The relation of desert plants to soil moisture and to evaporation. CARNEGIE Inst. Wash. Publ. 50. 1906.—Contribution to plant physiology. JOHNS HOPKINS Univ. Circular 1917. p. 133.—Foliar transpiring power: its estimation by means of standardized hygrometric paper slips. Bot. Mag. (Tokyo) 51('37) 407.

LOHRISCH, W., Bestimmung von Wärmeübergangszahlen durch Diffusionsversuche. Forschungsarb. auf dem Gebiet d. Ingenieurwesens. Heft 322. 1929.

MACHE, H., Über die Verdunstungsgeschwindigkeit des Wassers in Wasserstoff und Luft. Sitzber. Wien. Ak. 1910. S. 1399.

MARTIN, E. V., Effect of solar radiation on transpiration of *Helianthus annuus*. Pl. Physiol. 10('35) 341.

MARTIN, E. V. and CLEMENTS, F. E., Studies on the effect of artificial wind on growth and transpiration in *Helianthus annuus*. Pl. Physiol. 10('35) 613.

MROSE, H., Verdunstungsmessung auf freien Wasserflächen. Diss. Dresden. 1937.

NOTO, H., Tabakrauch. Angew. Physik 3('34) 283. (Japanisch).

NUSSERT, W. und JÜRGERS, W., Das Temperaturfeld über einer stehenden geheitzten Platte. VDI-Zeitschr. 72('28) 597.

OTIS, C. H., The transpiration of emersed water plants, its measurement and its relationship. Bot. Gaz. 58 ('14) 457.

PALLICH, J. v., Über die Verdunstung aus einem offenen kreisförmigen Becken. Sitzungsber. Akad. Wiss. Math.-Nat. Kl. IIa. 106('97) 384. Zit. aus SEYBOLD, '29b. S. 40.

PFEFFER, W., Studien zur Energetik der Pflanzen. Abhandl. königl. Sachs. Wiss. Leipz. Math.-Phys. Kl. 18('92) 149.

PICHE, Verdunstungsmesser: zit. aus Oesterreich. Ges. f. Met. Wien. Zeitschr. 8('73) 270.

POHLHAUSEN, K., Zur näherungsweisen Integration der Differentialgleichung der laminaren Grenzschicht. Zeitschr. F. angew. Math. u. Mech. 1('21) 252.

RAMSAY, J. A., BUTLER, C. G. and SANG, J. H., The humidity gradient at the surface of a transpiring leaf. Journ. exp. Biol. 15('38) 255.

REIMANN, H., Die Verdunstung freier Wasserflächen. Ein Beitrag zu ihrer Messung. Diss. Breslau 1936.

RENNER, O., Beiträge zur Physik der Transpiration. Flora 100('10) 451. — Zur Physik der Transpiration. I. Ber. Deutsch. Bot. Ges. 29('11) 125; II. Ibid. 30('12) 572.

ROUSCHAL, E. und STRUGGER, S., Der fluoreszenz-optisch-histochemische Nachweis der kutikulären Rekretion und des Salzwegs im Mesophyll. Ber. Deutsch. Bot. Ges. 58('40) 50.

SCHMIDT, E., Wärmestrahlung technischer Oberflächen bei gewöhnlicher Temperatur. Beih. z. Gesundheits-Ingenieur. Reihe 1. Heft 20. 1927. — Schlierenaufnahme des Temperaturfeldes in der Nähe wärmeabgebender Körper. Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens. Zeitschr. Techn. Mech. u. Thermodyn. 3('32) 181.

SCHMIDT, E. und BECKMANN, W., Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld vor einer Wärme abgebenden senkrechten Platte bei natürlicher Konvektion. Techn. Mech. u. Thermodynamik. 1('30) 341 u. 391.

SCHUBERT, J., Eine neue Methode zur Messung der Verdunstung mit Hilfe des Psychrometers. Die Naturwissenschaften 13('25) 515.

SEYBOLD, A., Qualitativ-kinematische Betrachtung über die Transpirations- und Diffusionsverhältnisse von Flächen mittlerer Blattgrösse. Planta 4('27) 788. — Untersuchungen über Transpirationwiderstände und über die Temperatur ägyptisch-arabischer Wüstenpflanzen. Planta 9('29) 270. — Die physikalische Komponente der pflanzlichen Transpiration. Berlin 1929a. — Die pflanzliche Transpiration. Erg. d. Biol. 5('29b) 29; 6('30) 558. — Weitere Beiträge zur Transpirationsanalyse. III. Eine Methode der differenzierten Transpirationsbestimmung in bewegter Luft. Planta 14('31) 386. — IV. Über die Transpiration der Hutpilze. Ibid. 16('32) 518. — Zur Klärung des Begriffes Transpirationswiderstand. Ibid. 21('34) 353.

SEYBOLD, A. und BRAMBRING, F., Über die thermischen Eigenschaften der Laubblätter I. Planta 20('33) 201.

SEYBOLD, A. und FÜSSER, K., Weitere Beiträge zur Transpirationsanalyse II. Eine Methode der differenzierten Transpirationsbestimmung in unbewegter Luft. Planta 14('31) 77.

SEYBOLD, A. und VAN DER WEY, H. G., Untersuchungen über iso- und heterokalorische Laubblätter. Rec. trav. bot. Néerl. 26('29) 97.

SHIKATA, M., Über Zündtemperaturmessung von Zigaretten. Nihon Nōgei Kwagaku Kaishi. II-9('26) 648.

SHULL, C. A., Atmospheric humidity and temperature in relation to the water system of plants and soils. Pl. Physiol. 14('39) 401.

SIERP, H. und SEYBOLD, A., Untersuchungen zur Physik der Transpiration. Planta 3('27) 115. — Weitere Untersuchungen über die Verdunstung aus multiperfolierten Folien mit kleinsten Poren. Ibid. 9('30) 246.

SLEIGHT, R. B., Evaporation from the surfaces of water and river-bed materials. Journ. Agr. Res. 10('17) 209.

SMITH, A. M., On the internal temperature of leaves in tropical insolation, with special reference to the effect of their colour on the temperature. Ann. Roy. Bot. Gard. Peradeniya. 4('09) 229.

STÅLFELT, M. G., Der stomatäre Regulator in der pflanzlichen Transpiration. Planta 17('32) 22.—Der Einfluss des Windes auf die kultikuläre und stomatäre Transpiration. Svensk. Bot. Tidskr. 26('32a) 45.

STEFAN, J., Versuche über die Verdampfung. Sitzber. Ak. Wiss. Wien, Math.-Nat. Kl. I. 68('73) 385.—Über die Verdampfung aus einem kreisförmig oder elliptisch begrenzten Becken. Ibid. II. 83('81) 943.

STOCKER, O., Die Transpiration und Wasserökologie nordwestdeutscher Heide- und Moorpflanzen am Standort. Zeitschr. f. Bot. 15('23) 1.

SUZUKI, S., The fires and the weather. Journ. Dep't. Agr., Kyushu Imp. Univ. 2('28).

THOMAS, N. and FERGUSON, A., On evaporation from a circular water surface. Phil. Mag. VI. 34('17) 308.—On the reduction of transpiration observations. Ann. Bot. 31('17) 241.

URSPRUNG, A., Die physikalischen Eigenschaften der Laubblätter. Bibl. Bot. 60('03) 56.

VERNON, H. M., The calibration of the kata-thermometer. Med. Res. Council, Spec. Rep. Ser. No. 100. London 1926.

WALTER, H., Die Verdunstung von Wasser in bewegter Luft und ihre Abhängigkeit von der Grösse der Oberfläche. Zur Kritik der Transpirationsversuche. Zeitschr. f. Bot. 18('26) 1.—Verdunstungsmessungen auf kleinstem Raume in verschiedenen Pflanzengesellschaften. Jahrb. f. Wiss. Bot. 68('28) 233. —Neuere Ansichten über die Bedeutung des Wassers im Leben der Pflanzen. Biologie 4('35) 343.

WASER, E. B. H., Temperaturmessung mit Thermoelementen. Handb. d. biol. Arb.-Meth. Abt. 5. Teil 1. Heft 3 (Liefer. 193) ('26) 433.

WATSON, A. N., Further studies on the relation between thermal emissivity and plant temperatures. Amer. Journ. Bot. 21('34) 605.

WEEKS, W. S., A new instrument for measuring cooling power. Journ. Ind. Hyg. 13('31) 261.— —— and de BERRY, F. G., Air cooling by conduction and convection. Do. 15('33) 34.

WELTEN, M., Physiologisch-ökologische Untersuchungen über den Wasserhaushalt der Pflanzen mit besonderer Berücksichtigung der Wasserabgabewiderstände. Planta 20('33) 45.

WHYTLAW-GRAY, R. and PATTERSON, H. S., Smoke: A study of aerial disperse systems. London 1932.

WINKEL, A. und JANDER, G., Schwebestoffe in Gasen. Aerosole. Stuttgart. 1934.

WINKELMANN, A., Handbuch der Physik. 2 Aufl. I-1. Allgemeine Physik. Leipzig. 1908.

WRENGER, M., Über den Einfluss des Windes auf die Transpiration der Pflanzen. Zeitschr. f. Bot. 29('35) 257.

YAGLOU, C. P. and DOKOFF, K., Calibration of the kata-thermometer over a wide range of air conditions. Journ. Ind. Hyg. 11('29) 278.

ZOBRIST, L. und GRUBER, M., Über Diffusion von Wasser durch Agargallerte. Koll.-Zeitschr. 77('36) 333.

Übersicht der häufig verwendeten Zeichen

C	Maximale Wasserdampfkonzentration (γ/cm^3)
C'	" " an der verdunstenden Oberfläche
E	" Dampfdruck (mm Hg)
E'	" " an der verdunstenden Oberfläche
F	Grundfläche
I	Verdunstungsintensität $= i\, l^{n-1} = k\, n\, l^{n-1}$
K	Verdunstungskonstante im allgemeinen
L_t	Verdampfungswärme bei der betreffenden Temperatur (γ-cal/γ)
P	Normaldruck der Luft
P.-D.	Psychrometerdifferenz
R	Randfläche
S	Strahlungsenergie (γ-cal/cm^{2}sec)
S.-D.	Sättigungsdefizit
T	Absolute Temperatur
V	Verdunstungsgrösse, meist für (γ/sec oder γ/cm^{2}sec)
V'	Verdunstungsmenge (g/h)
Z	Meteorologische Verdunstungszahl unter der Sonne und im Wind $= \kappa\rho(1+\sqrt{w}) + \frac{S}{L_t}$
Z_1	" " unter der Sonne $= \kappa\rho + \frac{S}{L_t}$
Z_2	" " im Wind $= \kappa\rho(1+\sqrt{w})$
Z_3	" " im ruhigen, dunkelen Raum $= \kappa\rho$
b	Breite der vertikalen Verdunstungsfläche (cm)
c	Wasserdampfkonzentration der Luft (γ/cm^3)
d	Differenz
d	Dicke der nassen Pappe
e	Dampfdruck in der Luft (mm Hg)
f	Relative Luftfeuchtigkeit (%)
h	Stunde
i	Koeffizient der Verdunstungsintensität $= k\, n$
i_1	Spezifische Verdunstungsintensität (i bei $\kappa\rho = 1$)
k	Empirischer Verdunstungskoeffizient (V bei l oder $r = 1$ cm)
k_1	Spezifischer Verdunstungskoeffizient (V bei $\kappa\rho = 1$ und l oder $r = 1$ cm)
l	Stromweite; Länge der vertikalen Verdunstungsfläche
m	Radiusexponent der Verdunstung der horizontalen Scheibe
n	Längenexponent der Verdunstung der vertikalen Fläche
n_1	Exponent von $\kappa\rho$ auf die Verdunstungsgrösse
n_2	" " " " " Verdunstungsintensität
p	Luftdruck
q	Inkrement des Radiusexponenten mit zunehmendem $\kappa\rho$
r	Radius
t	Lufttemperatur
t'	Feuchtkugeltemperatur
Δt	Psychrometerdifferenz $=$ t$-$t'
v	Geschwindigkeit der autokonvektiven Strömung
w	Wassertemperatur
w	Windgeschwindigkeit

α	Verdunstungsquotient $\frac{k}{\kappa\rho} = k_1 (\kappa\rho)^{n_1 - 1}$
β	Intensitätsquotient $\frac{i}{\kappa\rho} = \frac{kn}{\kappa\rho} = i_1 (\kappa\rho)^{n_2 - 1}$
γ	10^{-6}g
δ	Schnellschicht oder Grenzschicht
ε	Absorptionszahl der Strahlung
θ	Temperaturdifferenz
κ	Diffusionskoeffizient des Wasserdampfes in der Luft
$\kappa\rho$	Meteorologischer Verdunstungskoeffizient=dynamisches Sättigungsdefizit=Trocknungsvermögen oder -index der Luft
ρ	Sättigungsdefizit des Wasserdampfes in der Luft $=C-c$
τ	Stromzeit
ψ	Durchschnittliche Verdunstungsgrösse der gesamten Fläche ($l=10$ cm oder $r=5$ cm) bezogen auf die P.-D. $=\overline{V}/\Delta t$
ψ_1	Verhältniszahl des Verdunstungskoeffizienten und der P.-D. $=k/\Delta t$

Physiological analysis of the mechanism of fruit development in peanuts[1]
I. General view

By Sadao YASUDA

With 6 text-figures and 4 tables

(Received December 23, 1942)

A. Introduction

Peanuts can bear fruit only under ground. Fructification in the air, that is the natural characteristic of other plants, is quite impossible for this plant. But why?

About 25 years ago this problem aroused the interest of the author, who was then a school boy, and made him determine to find the answer to this question. Since then, he has studied it from time to time, but his experimental results have not yet been published.

Recently, due to this interesting characteristic, this plant has been included in the author's experimental material for the study of reproduction physiology, which is his life work. Accordingly, it has therefore become necessary for the author to repeat his old experiments.

Publications on peanuts are not rare but most of them are concerned with such practical problems as the cultivation and utilization of the plant, though some investigators such as PETTIT,[3] VAN DER WOLK[7] and WALDRON[8] have, to some extent, touched upon the theoretical problems.

SHIBUYA,[5] one of the author's colleagues, studied of this problem in detail and published his experimental results about 7 years ago. This publication must be recorded as a valuable reference work by all investigators pursuing the researches along this line.

The author's experimental results naturally agree with such preceding researches on several points, but are not fortunate enough to agree with all of them. Moreover his experiments seem to be somewhat more

---

1) Contribution from the Laboratory of Plant-breeding, Taihoku Imperial University, No. 24.

serious and wider in scope than those carried out by the investigators above mentioned.

Under the circumstances, the author will draw attention in this paper to some essential points of his experimental results, especially comparing them with those of preceding researches.

B. Material and methods

The material used in this experiment is called "Chiba churyu" as it is a medium seeded variety selected in Chiba District, Japan.

The seeds were sown in some ordinary unglazed flowerpots, about 12 cm. in diameter. The reason for using such small pots is to make the plants bear fruit not in the soil of the pots but outside them, where several appliances have been devised. For instance, to make the plants bear fruit, the author has used several vials, about 10 cm. long 2 cm. wide, which were stood around the flower pots.

Some of these vials were painted black or covered with black paper, in order to exclude the light, while others were left without painting or covering.

These vials were filled with tap water, sugar solution, agar-agar, wet sand or dry sand etc. respectively. For the control, some of them were left without filling.

When the unpainted or uncovered vials were filled with water, agar-agar and sugar solution or left without filling, they were, needless to say, transparent.

C. The growth of gynophores

Under ordinary circumstances, the flowers of the peanuts wither shortly after fertilization. But 3 or 4 days later, root-like organs are found growing from the leaf axes, where the flowers have withered. These root-like organs are the fertilized ovaries with stalks, and are botanically called gynophores.

In connection with the experiments on the fruit bearing of this plant, the physiology of the gynophores must first be studied.

The gynophores grow downwards showing geotropism. In the farm, they can usually reach the soil sooner or later, penetrate into it, and the tips of which or the ovarian portions develop into fruit.

When flowers bloom too far from the ground, the gynophores cannot reach the soil, though they grow from day to day. And finally, they are observed to cease growing without bearing fruit.

This fact has not only been described by many investigators such as PETTIT,[3] WALDRON,[8] SPRECHER VON BERNEGG,[5] REED[4] and SHIBUYA[5] but also commonly proved by field observers.

In the case of the author, nearly all the gynophores must hang down outside the pots, because the pots are small. Under such circumstances, these gynophores, hanging outside the pots, must cease their growth, after reaching a certain limit of length. without developing into fruit.

How long can gynophores grow without reaching the soil is the question. From the measurments taken by the author from about 100 of these gynophores, it appears that they reach 107 mm. in average, the longest one measured being 157 mm. long.

Even after ceasing to grow, the gynophores keep alive for several days and, about 1 month after the fertilization, they wither gradually from the tips and die (see Fig. 1).

The growing zone of the gynophores is generally said to be just behind the ovaries (REED,[4] PETTIT,[3] WALDRON,[8] SHIBUYA[5]). In order to see whether this supposition was correct or not, the author examined the tissue of several gynophores under a microscope; i.e., the gynophores, about 1 cm long, were gathered, killed, and sectioned longitudinally about 5 μ in thickness, by means of the ordinary parafine method.

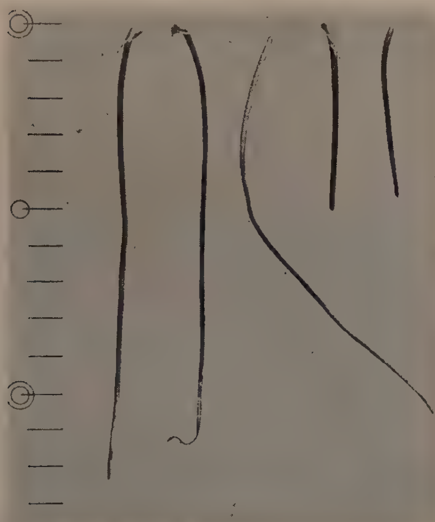


Fig. 1. Gynophores at full growth. Left two are those having a full body, of which the left one is normal and the right withering at the tip.
Right three are decapitated, of which the left has been removed 1 mm. long, the middle 2 mm. long and the right 3 mm. long.

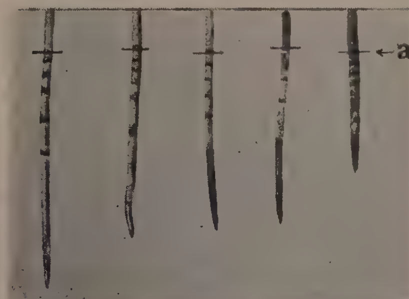


Fig. 2. Gynophores with lines of graduated section.
The line "a" indicates the 7th mark from the tip.

From the shape and arrangement of the cells it becomes clear that the cell division takes place mainly just behind the locule, and the elongation of the cells seems to occur at the portion somewhat far from the tip. In other words, the region where the cell division takes place is at distance of about 1.7 mm. from the tips, while the location of the cell elongation is about 3 mm. from the tips of the gynophores.

Secondly, some physiological experiments were attempted by the author to find the growing zone. The author chose several gynophores, 1–2 cm. long, and marked fine lines at equal intervals on their surface with Chinese ink, the intervals between these marks being exactly of 1 mm. each. This method is well-known as a quite usual way for the examination of root growth. The marked portion was 8 mm. long in the first experiment and 7 mm. long in the second case, as the used gynyophores were longer in the first than in the second experiment.

As the gynophores grow, the intervals between the graduated sections increase. It is quite natural to recognize that larger intervals means greater velocity of growth. Such being the case, 48 hours after the preparation, the intervals were measured and compared with each other (see Fig. 2).

TAB. 1. Increase of the section-intervals in 48 hours
(30 gynophores were measured in each experiment respectively)

Section number from the tip		1	2	3	4	5	6	7	8
Length elongated (shown in mm.)	1st exp.	3.9	6.5	4.9	2.7	2.2	1.6	0.5	0.2
	2nd exp.	4.5	12.2	6.9	4.1	2.3	1.5	1.0	—

From these results it can be said that the region where the elongation most rapidly takes place, is found between about 2 mm. and 3 mm. from the tips. This physiological experimental result is quite in agreement with those of the anatomical experiments mentioned above.

Since the growing zone of the gynophores was found distinctly by means of these anatomical and physiological experiments to be 2–3 mm. from their tips, the author cut off these portions with a razor and observed the effect on their growth. Namely, the author removed the tip-portions of the gynophores 1, 2 or 3 mm. respectively, and measured how long these decapitated gynophores could grow, or observed when they ceased growing (see Fig. 1). The following table shows the result of an experiment of this kind.

TAB. 2. Growth of the decapitated gynophores

Length removed (shown in mm.)	1	2	3
Days from decapitation to ceasing growth	9–10	3	1.8
Length of growth after decapitation (shown in mm.)	33.0	4.6	1.2

These facts indicate that the growth of the gynophores is closely connected with the presence or absence of the tips. As shown in the above table, when the portion removed is short, the growth of the gynophores is rather weakly affected. The longer the portion removed, the stronger the inhibition of growth which takes place. Moreover, the gynophores ceased their growth earlier in direct proportion to the length of the portion removed.

The author, accordingly, glued with agar-agar the cut tip-pieces to the top of the decapitated gynophores, where these pieces had been located before the cutting operation; i. e., soon after the decapitation of the gynophores, he smeared 4% agar-agar upon the cut surface and returned the tip-piece to its natural position. The growth of these operated gynophores was compared with that of the ordinary decapitated ones.

The gynophores, the tip-pieces of which had been glued on after decapitation, were observed to grow somewhat longer than those left without glueing the tip-pieces as shown in the table below.

TAB. 3. Elongation of gynophores after decapitation
(Shown in mm. at their full growth)

Length of decapitation (shown in mm.)	2	3
Without tip-pieces after decapitation (30 gynophores average)	4.6	1.2
With tip-piece after decapitation (20 gynophores average)	8.9	2.6

In the light of these results, the author suggests that some growth-promoting substance—as growth hormone—may be produced from the tips of the gynophores. This suggestion seems reasonable, since GUSTAFSON[1] proved that

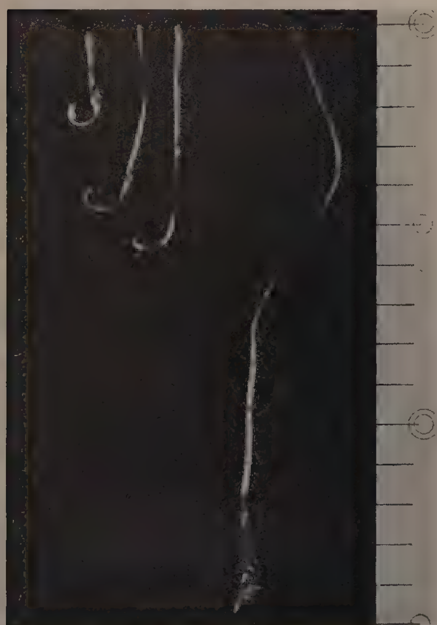


Fig. 3. Gynophores smeared with lanoline.
Left three smeared on one side.
Right one smeared at the tip.

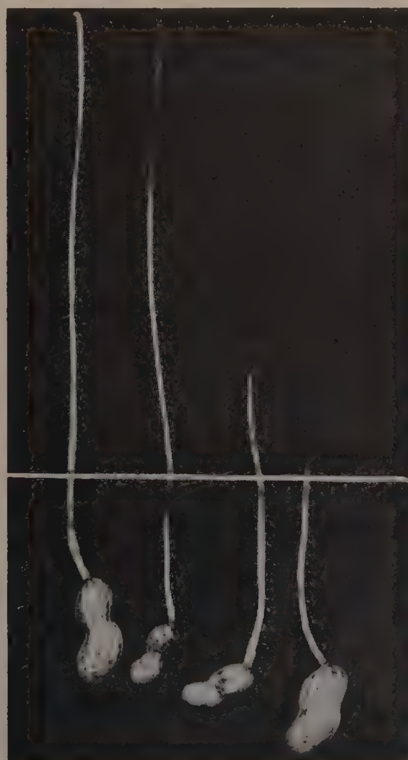


Fig. 4. Relation between the growing distance of gynophores and the depth of fruit bearing.
White line indicates the surface of the soil.

embryos or young seeds would stimulate fruit growth by producing some growth-promoting substance.

In order to acertain more distinctly the relation between the growth of the gynophores and the growth-promoting substance, the author smeared the gynophores with lanoline containing heteroauxin. When the lanoline was applied on one side of the gynophores, the growth of the smeared side was seen to be markedly stimulated, as a result of which, the gynophores bent as fish-hooks. If the lanoline was applied to the tips of the gynophores, they grew straight, and, interesting to note, the tips swelled showing a tendency to grow into fruit even though in the air (see Fig. 3).

Special notice should be taken of this tendency, which seems to the author to be given a key to the solution of the problem concerning the interesting characteristics of fructification of this plant.

Be that as it may, these experimental results indicate that the gynophores are strikingly affected by some growth-promoting substance, and endorse the author's suggestion that some substance which is produced from the tips of the pynophores stimulates the growth of them.

D. The formation of the fruit

Peanuts bear fruit not in the air but in the soil. The author sounded, at first, the depth of penetration of the gynophores into the soil.

When the flowers bloom in an elevated place and the gynophores must grow for a long distance before reaching the ground, the general tendency shown by the fruit is to bear at a comparatively shallower level, while when the flowers bloom near the ground, the fruit grows at a somewhat deeper level. That is to say, as a rule when the growing distance above ground is shorter, the length of penetration into the soil is longer, and on the contrary, when the conditions are reversed the results are correspondingly reversed. This result is approximately in agreement with that observed by SHIBUYA.[(5)]

The difference in depth of the fruit bearing zone is, however, very small when compared with that of the length of the gynyophores above the ground. It may be said, therefore, that from the practical points of view, the depth of fruit bearing has little relation to the height of the flowers above the soil (see Fig. 4). This fact indicates that the condition of the soil at the special depth is especially beneficial to the fruit growth of this plant.

This fact proves, at any rate, that a close relation subsists between fruit development and the physiological conditions obtaining in the soil. Strictly, the condition in the soil may be absolutely necessary to the fruit bearing of this plant. If we intend to explain the reason why peanuts

can bear fruit only underground, these physiological conditions in the soil surrounding the fruit must be analysed.

If the physical condition underground, which seems so fevourable for fruit-bearing, is compared with that above ground, some differences can be found from such view points as (1) pressure, (2) moisture, (3) light and (4) mechanical stimulation.

The author intends to ascertain which of these properties is the main factor beneficial to fruit-bearing underground in the case of the peanut.

(1) Pressure

In cases where the gynophores grow in the soil, they will be subjected to a greater degree of pressure than in the case of their growing above ground. This higher pressure may have some influence upon fruit development.

In order to ascertain the relation of pressure to fruit development, the author made an experiment using mercury to produce high pressure. He thrúst gynophores about 3 cm. long into the vials containing mercury. As the mercury used had been previously washed in water, the gynophores in the mercury would not chemically be affected at all by it. Moreover, as the mercury was dried, the condition in the vials was dry and dark under high pressure. The gynophores under this condition were observed before long to die gradually from the tips.

Since this fact suggested to the author that a sudden change of condition might be prejudicial to the fruit development, he allowed the young gynophores, about 1 cm. long, to penetrate into the mercury in the course of their natural growth. This time, the tips of the gynophores in the mercury somewhat swelled losing their colour, as if they were underground. But they could not develop into fruit and died about 1 month later.

The result of this experiment seems to indicate that high pressure can stimulate more or less—though not to a remarkable degree—the fruit development of this plant.

(2) Moisture

Underground, the humidity is generally denser than above ground. This high moisture content may benefit the fruit development of peanuts. In order to ascertain whether this supposition was correct or not, the author made the gynophores penetrate into the vials containing sand, some of which were water saturated while the other were dried.

2 weeks later, the author found that the gynophores in the wet sand had developed into normal fruit, while those in the dry sand had remained

without fructification, offering a striking contrast with the phenomenon observed in the case of wet sand. 5 weeks later, these gynophores in the dry sand were observed to wither and die without producing fruit (see Fig. 5).

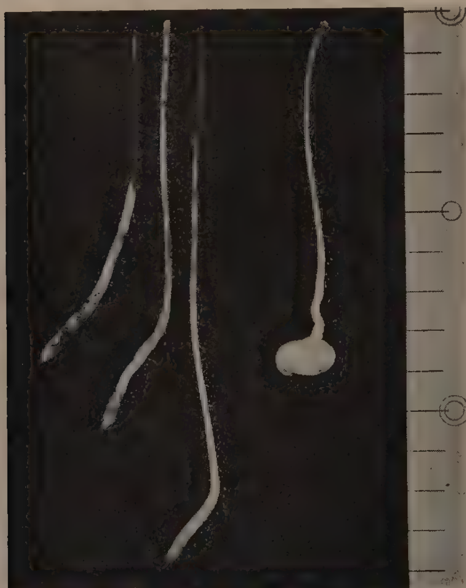


Fig. 5. Gynophores penetrated into sand. Left three in dry sand. Right one in wet sand.

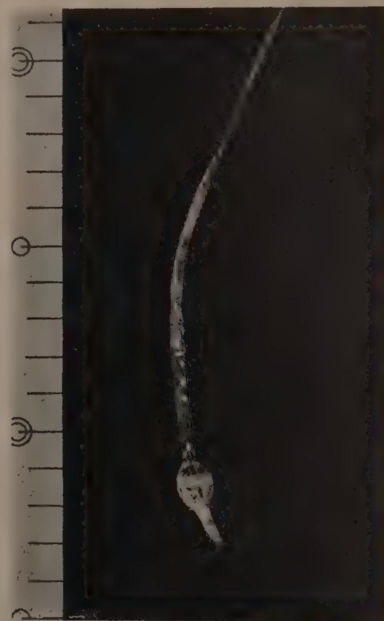


Fig. 6. Fruit bearing in tap water in a transparent vial.

VAN DER WOLK[7] reported that the gynophores succeeded in bearing fruit in wet soil but failed in dry sand. The author's results are, therefore, quite in accord with those of VAN DER WOLK, showing that moisture is one of the most important elements for fruit development.

(3) Light

Needless to say, underground where the peanut fruit is growing, light is absent. Such dark conditions may be necessary for fruit development.

In order to make this point clear, the author allowed the gynophores to grow into the tap water of some vials, which were covered with black paper.

As soon as the gynophores grew downwards and their tips dipt into the water, the upper ends of the vials were closed with cotton wool. Thus the inside of the vials became completely dark. The water in the vials was changed every other day. Meanwhile, the results obtained in this way were compared with those obtained from the growing gynophores in the water of uncovered vials.

The gynophores inserted in the water of the dark vials turned gradually white losing their purple colour, while those in the transparent ones turned greenish white. This green pigment is chrolophyll.

For 3 weeks, the author could not observe any development of the fruit either in the covered or in the uncovered vials. But a little later, i. e., after the lapse of about 1 month from the flowering, all gynophores in the dark vials were found to develop into fruit, while those in the transparent vials bore fruit very seldom. Namely, in the transparent vials, only 3 out of 20 gynophores showed signs of fruit development (see Fig. 6).

WALDRON[8] said that he could make the plant bear fruit in water only under dark conditions. The results of the author's experiments indicate also that a dark condition is very fevorable for the fruit development of this plant. But it can not be said that darkness is absolutely necessary for fructification, because the gynophores in the transparent vials can develop into fruit, though with some difficulty.

In the next case, the author examined the fruit bearing phenomena letting the gynophores penetrate into 5% agar-agar instead of tap water. The results thus obtained were nearly similar to those examined with water. But the fruit development in the agar-agar seems to the author, however, to be somewhat easier than in water. For instance, in the agar-agar, fruit development could be observed 3 weeks after fertilization, while in the water it was impossible in this period, the fruit development, as above mentioned, occuring one week later.

Moreover, the surface of the fruit in the agar-agar is more smooth than that in water. This is also an interesting fact which will be discussed in a later paper.

(4) Mechanical stimulation

When the gynophores penetrate into the soil, they will receive some mechanical stimulation. That is to say, the soft surface of the gynophores will be wounded by the sharp angles of the sand grains. This mechanical stimulation may be said to be the cause of the fruit development of this plant.[2]

From this point of view, the gynophores were compelled to penetrate into two kinds of vials some of which were filled with 5% agar-agar as in the preceding experiment, while the others with an agar-sand mixture.

This mixture was made in the following way. First of all, a 5% agar solution was prepared. This solution was mixed with 30% of fine sand in volume, warmed, stirred with a spoon, and after that the mixture was put into the vials. The vials thus filled, were cooled as soon as

possible to keep the sand particles in a suspended condition. Both kinds of vials were previously painted black, or covered with black paper.

2 weeks later, the gynophores in the agar-sand mixture were observed to begin their fruit development, while in the unmixed agar, 3 weeks were necessary before the stage showing the signs of fruiting.

As far as the author's experiments have advanced, the fruit development within 2 weeks is the easiest case. These phenomena were observed formerly in wet sand, and now in agar-sand mixture. Under other conditions such as in agar-agar or in water, the gynophores must spend 3 or 4 weeks before fruit development occurs.

Under this circumstance, the author's experiment indicates that some mechanical stimulation causes the gynophores to hasten the development into fruit to a certain degree.

E. Conclusion

Gynophores grow by the elongation of the portion near the tips. This elongation is stimulated by some growth-promoting substance that is probably produced from the fertilized eggs or embryos.

On the fruiting habit, the author's experimental results will be summarized in the following table.

TAB. 4. Date taken for fruit development

	Dry condition	Wet condition			
	Dry sand	Wet sand	Agar-sand mixture	Agar-agar	Water
Dark condition	(Fruitless)	2 weeks (Developing)	2 weeks (Beginning to develop)	3 weeks (Developing)	4 weeks (Developing)
Transparent condition	—	—	—	4 weeks (Developing)	4 weeks (Difficult)

So long as the author's experiments are concerned, it is evident that all 4 main conditions underground, i. e., high pressure, high moisture content, darkness and mechanical stimulation, are favourable more or less to fruit development of the peanut.

And of these 4 conditions, darkness and high moisture content are the most important. If these 2 conditions are compared, the author will suggest that moisture is the most important.

Why does the author recognize the moisture is the most indispensable factor? Both vials with either wet soil or dry soil are quite the same from the view point of light; in other words, both are under dark condition. As pressure and mechanical stimulation are also practically equal, the difference between the two vials may be said to be concerned with

the moisture alone. And yet, the fruit development was observed only in the wet soil, and not even a single fruit is produced in the dry sand.

Therefore, it is quite fair to conclude that wet conditions are absolutely necessary for the fruit development of this plant. Darkness and mechanical stimulation are important in helping to improve the conditions. High pressure may also be found beneficial to fructification.

Literature cited

1. GUSTAFSON, F. G., Auxin distribution in fruits and its significance in fruit development. Amer. Jour. Bot. **26**. p. 189–194. 1939.
2. HABERLANDT, G., Über Zellteilungshormone und ihre Beziehungen zur Wundheilung, Befruchtung, Parthenogenesis und Adventivembryonie. Biol. Zentralbl. **42**. S. 155–172. 1922.
3. PETTIT, A. S., *Arachis hypogæa*, L. Mem. Torrey Bot. Club. **4**. p. 275–296. 1893–6.
4. REED, E. L., Anatomy, embryology and ecology of *Archis hypogaea*. Bot. Gaz. **78**. p. 289–310. 1924.
5. SHIBUYA, T., Morphological and physiological studies on the fructification of peanut (*Arachis hypogaea* L.). Mem. Fuc. Agric. Sci. Taihoku. Imp. Univ. **17**. p. 1–120. 1935.
6. SPRECHER VON BERNEGG, A. S., Tropische und subtropische Weltwirtschaftpflanzen. II. Ölpflanzen. Stuttgart.
7. VAN DER WOLK, P. C., Researches concerning geocarpy. Publications sur la physiologie végétale. Nimègue.
8. WALDRON, R. A., The peanut (*Arachis hypogaea*). Its history, histology, physiology and utility. Contr. Bot. Lab. Univ. Pennsylvania. **4**. p. 302–338. 1919.

Studies on the fossil woods from the Tertiary of Japan. III. A large silicified trunk of *Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi* OGURA from the Palaeogene of Tobata City[1]

By Shunji WATARI

With 3 text-figures and Plate I

(Received July 3, 1943)

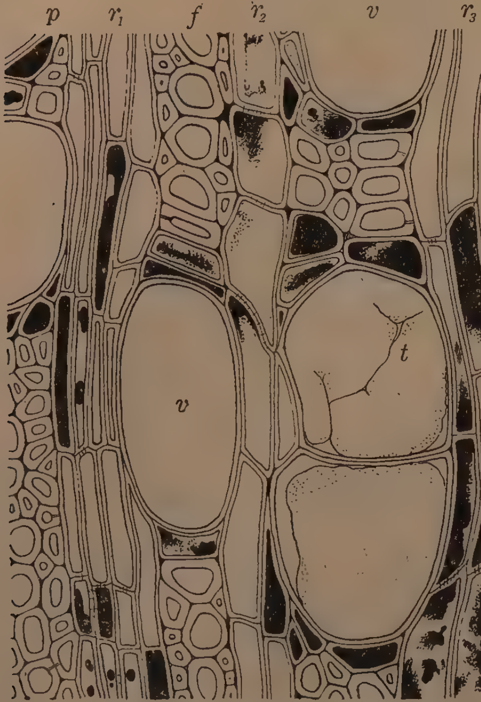
Several years ago, in the course of an excavation of a cliff for a new road at southeast part of Tobata City, Fukuoka Prefecture, was found a large silicified trunk, 15.5 m. in length and 1.2 m. in diameter, from the Palaeogene stratum. In the summer of 1941, I have had an opportunity to visit there and obtained a considerable number of brocks (No. 72001). The outer surface of the silicified wood is pale gray in colour for the most part and the preservation of the internal structures is generally rather poor. Among many slides obtained from the material, however, excellently preserved areas are occasionally present, the result of the observation being described in the following lines.

Description

Growth rings faintly distinct, usually deliniated by a narrow band of flattened elements; breadth variable, mostly 1.5–5 mm. Wood diffuse porous. *Pores* nearly uniform in size and evenly distributed throughout the increments or sometimes slightly decreasing in size toward the outer margin of rings; sometimes solitary but mostly in multiples of 2–4 or rarely more; thin-walled; solitary pores radially elongated long oval to circular, 45–220, mostly 60–200 μ and 70–275, mostly 100–200 μ in tangential and radial diameters respectively, median pores of multiples in many cases tangentially flattened rectagular with tangential diameter usually 4/3–3, occasionally 4 times as large as radial diameter; 20–58 pores or 10–19 multiples in 1 square mm. *Vessel members* 450–960,

(1) Contributions from the Divisions of Plant-Morphology and of Genetics, Botanical Institute, Faculty of Science, Tokyo Imperial University, No. 303.

mostly 550–700 μ in length, occasionally with relatively short tapering ends; perforation plates slunting at a variable angle; perforations simple oval with rather narrow rims; intervascular pitting oval, circular to angular, alternately arranged, 8–20 μ in diameter, with elliptical to lenticular outer and horizontally stretched, elliptical lenticular, inner apertures; pits into wood parenchyma and ray cells large, half-bordered with very narrow borders, usually 20–40 and 8–15 μ in long and short diameters respectively, scalariform to opposite, occasionally in more or less irregular network; spiral thickenings or striations not present; tyloses present almost in every vessels, large and thin-walled.

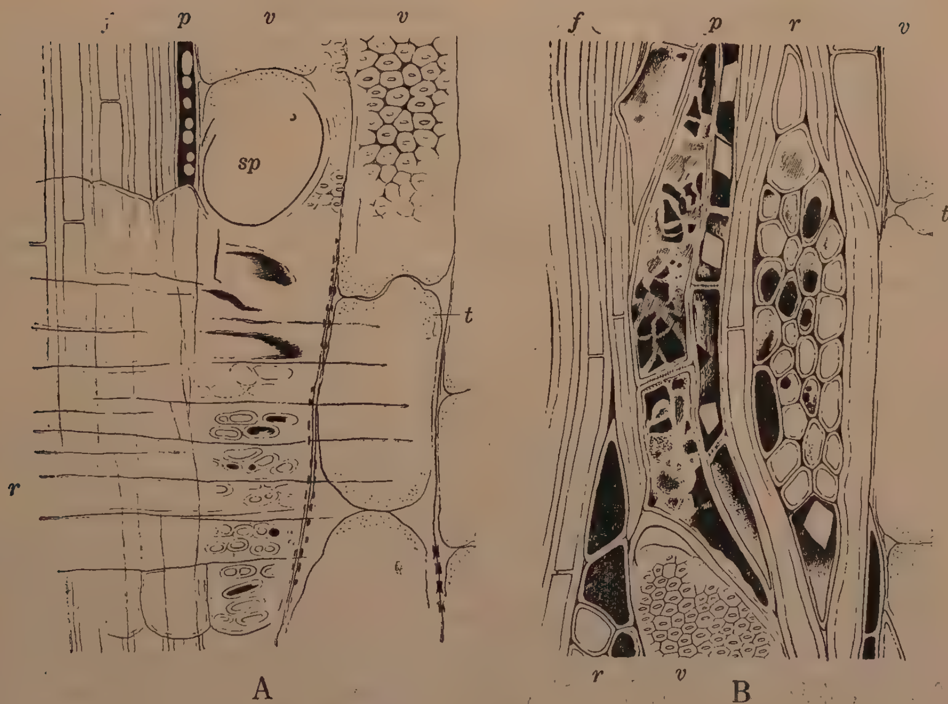


Text-fig. 1. *Phyllanthinium pseudohobashiraishi* OGURA. Transverse section of a small part of the wood, showing a few vessels *v*, solitary or in multiples, some of which are occluded with tyloses *t*; wood fibres *f*; vasicentric parenchyma *p*; and three rays, two of which r_1 and r_3 are multiseriate part consisting of the procumbent cells and r_2 is uniseriate margin consisting of the upright cells (ca. × 200).

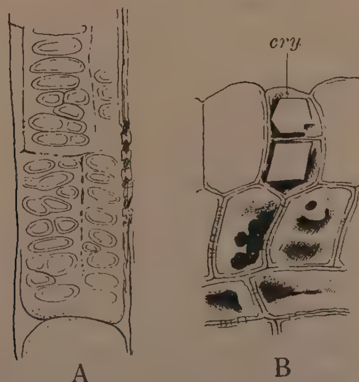
Wood fibres rather irregular in arrangement, polygonal with rounded corners in outline, 15–50, mostly 20–40 μ in diameter and 3–8, mostly 4–6 μ in wall thickness; long but accurate length unable to measure, both ends sharp pointed; septate fibres abundantly present; pits circular, with vertical lenticular, included, apertures.

Wood parenchyma strands consisting of 2 to several elements, vasicentric, usually flattened along the surface of vessel walls; nearly all elements occluded with brown black substances, mostly 30–50×10–30 μ in long and short diameters and 100–200 μ in length; occasionally with solitary crystals; pits into vessels as described above.

Medullary rays mostly heterogeneous, sometimes nearly homogeneous; uniseriate and multiseriate; 4–8, mostly 5–7 rays per 1 mm., spaced at fairly narrow and regular intervals; uniseriate rays rather scarce, linear, 1–10, mostly 1–4 cells or 50–350 μ high, consisting of multiseriate middle layers wholly of procumbent cells or occasionally accompanied



Text-fig. 2. *Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi* OGURA. A, radial section of a small part of the wood, showing vessels *v* with simple perforation *sp*, tyloses *t*, angular intervascular pitting and the pitting between vessel and ray adjacent; septate fibres *f*; and a part of parenchyma strand *p* (ca. ×170). B, tangential section of a small part of wood, there being a small part of vessel *v*, with polygonal intervascular pitting and a part of vessel with tyloses *t*; septate fibres *f*; vasicentric parenchyma strands *p*, one of which consists of crystalliferous elements; a fusiform ray with a solitary crystal in a marginal upright cell (ca. ×170).



Text-fig. 3. *Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi* OGURA. A, showing the scalariform pitting between parenchyma and vessel. B, small part of a heterogeneous ray with solitary crystals *cry* in marginal upright cells (ca. ×200).

with inconspicuous sheath cells and uniseriate wings of 1–2, rarely up to 5 upright cells; upright cells on both extreme margins triangular or ovate and others rectangular in tangential section, 25–45×50–150×25–100 μ in tangential, vertical and radial diameters respectively; procumbent cells circular, vertically elongated oval or polygonal with rounded corners in tangential section, 10–30×20–80×60–260 μ in diameters; all cells rather thin-walled; pits between adjacent ray cells minute, round and numerous, and those into vessels as described above; nearly all cells occluded with brownish substances; marginal upright and sheath cells occasionally with solitary crystals.

Affinity

That the Palaeogene strata in North Kiusyu contain numerous petrified woods is well known, but those adequately investigated are relatively few in number. That is, *Taxodioxylon sequoianum* (MERCKL.) em. GOTHAN from Nohkata (15), *Cedroxylon* sp. (8), and *Quercinium hobashiraishi* OGURA (13) and *Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi* OGURA (14) from Najima near Fukuoka City.

Examining precisely many preparations, the writer identifies the present fossil as one of the above mentioned species, *Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi* OGURA (14) which was described on a silicified trunk 173 cm. in circumference. This species is characterized by a number of interesting features, for example, the presence of relatively large solitary pores markedly elongated toward radial direction, numerous pore multiples, the abundant tyloses, only of the vasicentric parenchyma, and the horizontally elongated half-bordered pits between vessels and wood parenchyma or ray cells. In comparing the present results with the original description, both show an identity so far as the original paper dealt with. In my present fossil, however, crystalliferous parenchyma strands are occasionally found and there are thin-walled septa almost in every fibres, both being not described in the original description. That these points undetermined owe to the condition of the preservation of the original specimen is easily recognized from the passages "....nearly all of the cells except the vessels are full of brownish matter". Moreover, on the form of the pit apertures on the lateral walls of vessels it is described "The structure of the membrane is not clearly visible, but it is enough to understand the outline of the pits...... In the center of each pits is seen a small spot which may be the enterance of pore,......" (14, p. 185), and on the perforations "......seems to be simple" (14, p. 185). Both the nature of pit apertures and perforations are clearly observable in some parts of my preparations.

That the present fossil belongs actually OGURA's species or not is, thus, chiefly referred to the presence or absence of the crystalliferous elements in the parenchyma strands and septate fibres in the original specimen, and these points now become clear because Prof. OGURA kindly submitted me to reexamine his original slides. There both structures are also present although they are not so easily distinguishable owing to the presence of brownish matter in the cell cavities. As to the results of the measurement on each elements, there are slight differences from those of the original description, but it must be said that they are included within the range of the structural variability exhibited by one and the same species.

On its affinity OGURA wrote; "the writer considers it to be one of the Euphorbiaceae, especially of the Phyllanthoideae", and added special resemblance to the woods of *Glochidion, Antidesma, Bischofia* and *Bridelia* of this tribe, and *Croton, Acalypha* and *Macranga* of Crotonoideae. Presence of the septate fibres emphasises the possibilities in which the present fossil belongs to the Phyllanthoideae (2, 9). *Bischofia javanica,* a wide spread species of the tropical and subtropical Asia, described and illustrated by many authors (eg. 2, 5–7, 10–12, 13, 16), seems to be one of the species showing very close resemblance. Only two fossil woods related to the Euphorbiaceae have been reported, excepting *Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi,* namely *Euphorbioxylon speciosum,* by FELIX (4), from the Tertiary of Columbia; South America, and *Paraphyllanthoxylon arizonense,* by BAILEY (1), from the Jurassic of Arizona. The latter species shows a considerable resemblance with the present Tertiary species.

I am indebted to the late em. Prof. T. WAKIMIZU who gave the opportunity to obtain the material and to Prof. T. MATSUMOTO by whose cordial guidance the materials were collected. My sincere thanks are also due to Prof. Y. OGURA who gave many kind advises in the present study.

June, 1943.

Botanical Institute, Faculty of Science,
Tokyo Imperial University.

Literature

1. BAILEY, I. W. (1924): The problem of identifying the wood of Cretaceous and later Dicotyledons: *Paraphyllanthoxylon arizonense.* Ann. Bot. **38**: 439–452, pl. XV.
2. DESCH, H. E. (1941): Manual of Malayan timbers, I. Malayan Forest Rec. **15.**
3. EDWARDS, W. N. (1931): JONGMANN's Fossilium catalogues II: Plantae. Dicotyledones (Ligna), Berlin.
4. FELIX, J. (1887): Untersuchungen über fossile Hölzer III. Zeitschr. deutsch. Geol. Ges. **39**:517–528, Pl. XXV.

5. Forest Experiment Station, Government of Taiwan (1940): Atlas of Formosan timbers. Bull. Forest Exper. Station. 2.
6. FOXWORTHY, F. W. (1907): Philippine woods. Phil. Jour. Sci. **2**, Bot.: 351–404.
7. ——— (1909): Indo-Malayan woods. Phil. Jour. Sci. **4**, Bot.:409–592, pls. XXII–XXX.
8. KADOKURA, M. (1914): On the coals and "matsuishi" of Kasuya coal-field, Kiushu. (Japanese). Jour. Geol. Soc. Tokyo. **21**:511–522.
9. JANSSONIUS, H. H. (1930–1934): Mikrographie des Holzes der auf Java vorkommenden Baumarten. Lief. 10, 11.
10. KANEHIRA, R. (1921): Anatomical characters and identification of Formosan woods. Taihoku, 317 pp., pls. I–L.
11. KANEHIRA, R. (1924): Identification of Philippine woods by anatomical characters. Taihoku, 73 pp., pls. I–II.
12. ——— (1924): Anatomical notes on Indian woods. Dept. For. Gov. Res. Inst. Formosa, Bull. **4**:1–40, pl. I.
13. OGURA, Y. (1932): On the structure of "hobashiraishi", a famous silicified trunk at Najima near Fukuoka City. Jap. Jour. Bot. **6**(2):173–181, pl. III.
14. ——— (1932): On the structure of a silicified wood found near "hobashiraishi" at Najima near Fukuoka City. Jap. Jour. Bot. **6**(2):183–190, pl. IV.
15. OHARA, K. (1926): Zur Kenntnis fossiler Koniferenhölzer aus Japan. Jap. Jour. Bot. **3**(2):97–109. Taf. II.
16. TANG, Y. (1936): Timbers of China. (Chinese). 680 pp., XXXVII pls.

Explanation of Plate I

Phyllanthinium pseudo-hobashiraishi OGURA

A, C, two examples of transverse section through a small part of the wood, number of pores are rather small in A and large in C (ca.×80).

B, tangential section, showing two vessels on both sides, one with intervascular pitting and another with tyloses; between vessels are seen wood fibres and fusiform rays (ca.×150).

D, showing the pitting between wood parenchyma and vessel (ca.×250).

E, a part of a ray in radial section, two cells being crystalliferous (ca.×800).


A
B
C
D
E

Studies on the fossil woods from the Tertiary of Japan. IV. A new silicified wood of the Ternstroemiaceae from the Pliocene of Yokohama City[1]

By Shunji WATARI

With 3 text-figures and Plate II

(Received July 3, 1943)

Years ago Mr. K. HISAUCHI found a large, decorticated silicified stump among the palaeontological specimens in possession of the Honmoku Middle School, Yokohama, and one larger half of it has been submitted to our institution for precise identification (No. 41001). The specimen is said to have been found from the Pliocene stratum at Minamiota, Yokohama City.

The fossil in hand is dark reddish-brown in weathering surfaces and dull brown-black in broken surfaces, being petrified in very hard medium. The outer appearance shows that it is probably a part of the extreme base of the trunk or the transitional part between the root and trunk, and that it obviously came from a tree of large size at least 40 cm., probably 47 cm. or more, in diameter. The internal structures are excellently preserved. Precisely examining many slides obtained from the material, the writer came to the conclusion that it must be a new fossil wood related to the Ternstroemiaceae, and here proposes a new name *Ternstroemiacinium Hisauchii* with the following description.

Description

Ternstroemiacinium Hisauchii **WATARI, sp. nov.**

Growth rings faintly distinct, deliniated by slight diminution in size of pores at outer margins of rings; breadth variable, mostly 1–5 mm. Wood diffuse porous. *Pores* numerous and evenly scattered throughout increments, usually those on ring margins slightly decreasing in size; solitary or occasionally in radial groups or in clusters of a few to several,

(1) Contributions from the Divisions of Plant-Morphology and of Genetics, Botanical Institute, Faculty of Science, Tokyo Imperial University, No. 304.

thin-walled, angular, slightly elongated toward radial direction, 15–100, mostly 25–80 μ in tangential diameter; number of pores in 1 square mm. 90–140. *Vessel members* 480–1800, mostly 700–1500 μ in length and provided usually with long tapering ends; perforation plates placed at a variable angle, usually 10°–20°; perforations scalariform or occasionally cross bars connected to form reticulate-scalariform ones, with rather feeble, 7–39, mostly 19–28 bars spaced at 4–10 μ; intervascular pitting bordered, mostly scalariform, occasionally opposite or transitional, 3–8μ in breadth, with narrow apertures; with spiral thickenings restricted to tapering ends; tyloses abundantly present, thin-walled.

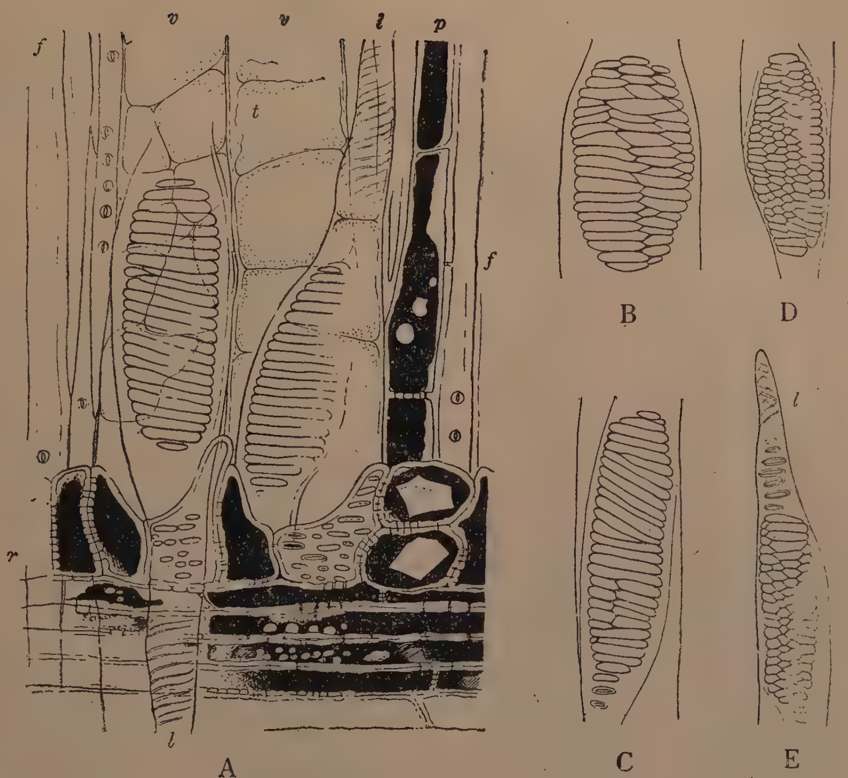


Text-fig. 1. *Ternstroemiacinium Hisauchii* sp. nov. Transverse section of a small part of the wood, showing the arrangement of pores *v*; fibre tracheids *f*; wood parenchyma *p*; three medullary rays, one r_1 cut through the multiseriate part consisting of the procumbent elements, two others r_2 and r_3, through the marginal uniseriate wing consisting of the upright elements (ca. ×200).

Fibre tracheids arranged in more or less regular radial rows, angular in outline, 10–30 μ in diameter and 3–6 μ in membrane thickness; both ends sharp pointed; accurate length unable to measure; pits disposed separatedly, circular, 4–10 μ in diameter, bordered with vertical lenticular and included apertures.

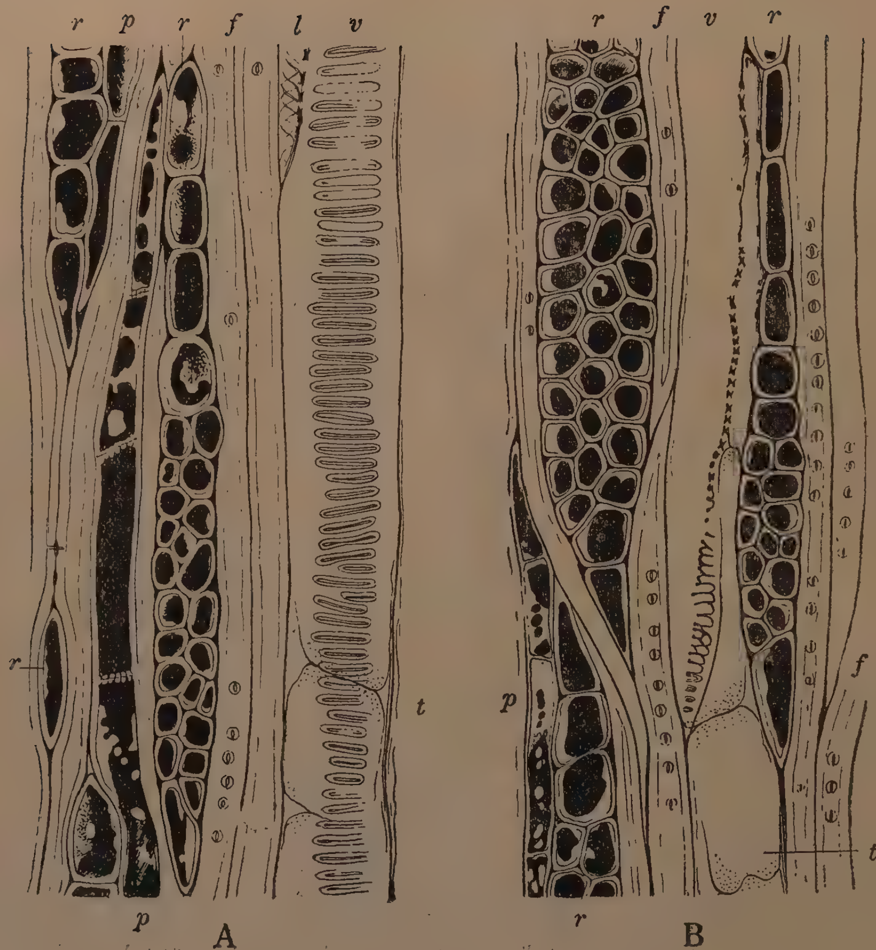
Wood parenchyma diffuse, some contact with vessels; several cells in a parenchyma strand; walls slightly thickened, horizontal walls densely pitted, pits into vessels scalariform and half-bordered; individual elements 10–35, mostly 15–25 μ in diameter and 140–400, mostly 200–350 μ in length; nearly all elements occluded with brown-black substances.

Medullary rays heterogeneous, uniseriate and multiseriate, 8–15 per 1 mm.; uniseriate rays relatively few, linear, 1–18, mostly 4–8 cells high, composed wholly of upright cells; multiseriate rays fusiform, not infrequently 2 or 3 fused in vertical series, mostly 2 to 3 cells or occasionally 4 cells wide, and 6–44, mostly 6–24 cells high, composed of uniseriate margins of 1–5, rarely up to 10 upright cells and of multiseriate middle layers of procumbent cells; upright cells 15–35×20–60×40–120 μ in tangential, radial and vertical diameters respectively, frequently with



Text-fig. 2. *Ternstroemiacinium Hisauchii* sp. nov. A, radial section of a small part of the wood showing two vessels *v* with the scalariform perforations, tyloses *t* and long tapering ends of the vessel members *l* with marked spiral thickenings; fibre tracheids *f* with relatively large bordered pits with vertical apertures; wood parenchyma *p*; and a part of heterogeneous ray with pits into vessels adjacent and solitary crystals in a few marginal elements (ca. ×200). B-E, various cases of scalariform-reticulate perforations (ca. ×200).

solitary crystals; procumbent cells long cylindrical, oval or circular in tangential section, 10–40 μ in diameter and 50–400 μ in length; walls of all cells fairly thickened; pits between adjacent ray cells numerous, fine, round and simple; pits into vessels half-bordered, scalariform, transitional or sometimes opposite in upright, and circular and opposite in procumbent cells.



Text-fig. 3. *Ternstroemiacinium Hisauchii* sp. nov. Two examples of the tangential section of a small part of the wood. A showing a vessel *v* with the scalariform intervascular pitting and tyloses *t*, a part of the tapering end *l* with the spiral thickening; several fibre tracheids *f*; parenchyma strands *p*; and a few rays *r* (ca. ×200). B showing a vessel *v* with very oblique perforation plates and tyloses *t*; a parenchyma strand *p*; several fibre tracheids *f*; and a few rays, one of which is triseriate (ca. ×200).

Affinity

Diffuse porous woods characterized by small angular pores, very long vessel members with scalariform perforations and scalariform to opposite intervascular pitting, the imperforated tracheary elements consisting only of the fibre tracheids, and by rather narrow heterogeneous rays, are found among a certain number of genera or families placed systematically in

comparatively remote positions, such as *Cercidiphyllum*, *Illicium*, Hamamelidaceae, certain Saxifragaceae (Hydrangeoideae), Ternstroemiaceae, *Clethra*, *Symplocos* and *Viburnum* (2, 8–10, 12, 13, 20, 21, etc.). Some of these, however, are shrubs or small trees, namely certain Hamamelidaceae (*Hamamelis*, *Corylopsis*, *Disanthus*, etc.), Saxifragaceae-Hydrangeoideae and many *Viburnum*. Considering from further features in the present fossils such as dominancy of solitary pores, the presence of the spiral thickenings restricted to the tapering ends of the vessel members and the cross bars which are mostly 19–28 in number and frequently with the formation of the reticulate-scalariform perforations, the breadth and height of rays, and the distribution of the parenchyma, it resembles markedly with some genera of the Ternstroemiaceae, namely with *Ternstroemia*, *Adiandra*, *Schima* and especially with *Stewartia* (3, 6, 8–10, 12, 18, 19).

Several fossil woods related to the Ternstroemiaceae have been reported, such as, *Ternstroemiacinium euryoides* from the Eocene of Caucasus by FELIX (5), *Ternstroemioxylon krauseli* from the Miocene of Hassen, Germany, by SCHÖNFELD (14), *Aptiana radiata* from the Lower Cretaceous of England by STOPES (15, 16), *Aptiana* sp. from the Upper Cretaceous of Hokkaido, Japan, by SHIMAKURA (17) and *Ruyschioxylon smatrense* from the Tertiary of Sumatra by HOFMANN (7). Among them, *Ternstroemiacinium euryoides* was compared, by FELIX, with the living *Eurya latifolia*. *Aptiana radiata* was compared, by STOPES, with members of Caprifoliaceae, Magnoliaceae, Aquifoliaceae and Cyrillaceae, and by BAILEY (1) with *Vaccicinium*, while MOLL and JANSSONIUS (11) discussed that it is very close to the living *Eurya acuminata*, and EDWARDS (4) treated as a member of Ternstroemiaceae. *Ruyschioxylon sumatrense* was ascribed as a wood related to the living *Ruyschia*. Thus the present fossil apparently differs from any of species hitherto reported.

The writer expresses his heartfelt thanks to Mr. K. HISAUCHI at whose kindness the valuable material was obtained, and to Prof. Y. OGURA who read through this manuscript and gave many precious criticisms.

June, 1943.

Botanical Institute, Faculty of Science,
Tokyo Imperial University.

Literature

1. BAILEY, I. W. (1924): The problem of identifying the wood of Cretaceous and later Dicotyledons: *Paraphyllanthoxylon arizonense*. Ann. Bot. **38**: 439–452, pl. XV.
2. BROWN, H. P. and PANSHIN, A. J. (1934): Identification of the commercial timbers of the United States. New York, 1934, pls. I–LX.

3. DESCH, H. E. (1941): Manual of Malayan timbers. I. Malayan Forest Rec. **15**.
4. EDWARDS, W. N. (1931): JOGMANN's Fossilium catalogues II: Plantae. Dicotyledones (Ligna). Berlin.
5. FELIX, J. (1894): Untersuchungen über fossile Hölzer IV. Hölzer aus dem Kaukasus. Zeitschr. deut. Geol. Ges. **46**:79–110, pls. VIII–X.
6. Forest Experiment Station, Government of Taiwan (1940): Atlas of Formosan timbers. Bull. Forest Exper. Station. **2**.
7. HOFMANN, H. (1884): Untersuchungen über fossile Hölzer. Zeitschr. f. Naturwiss. **57**:156–195.
8. KANEHIRA, R. (1921): Anatomical characters and identification of Formosan woods. Taihoku. 317 pp., pls. I–L.
9. ——— (1921): Identification of the important Japanese woods by anatomical characters. Taihoku. 104 pp., pls. I–IX.
10. ——— (1926): Anatomical characters and identification of the important woods of Japanese Empire. Dept. Forest. Gov. Res. Inst. Rep. **4**. (Japanese).
11. MOLL, J. W. and JANSSONIUS, H. H. (1912): The Linnean methods of describing anatomical structures. Some remarks concerning the paper of Mrs. Dr. M. C. STOPES, entitled "Petrification of the earliest European Angiosperms." Proc. Sect. Sci. **15**(1):620–629. (From Verl. Gew. Vergad Wis. Nat. Afd., Akad. v. Wetensch. Amsterdam, 21).
12. ——— (1906–1920): Mikrographie des Holzes der auf Java vorkommenden Baumarten. I–IV.
13. RECORD, S. J. (1934): Identification of the timbers of temperate North America. New York. 1934. 196 pp., pls. I–VI.
14. SCHÖNFELD, E. (1930): Über zwei neue Laubhölzer aus dem Miozän. Senckenbergiana **12**:111–126.
15. STOPES, M. C. (1912): Petrification of the earliest European Angiosperms. Phil. Trans. Roy. Soc., London B., **203**:75–100, pls. VI–VIII.
16. ——— (1915): The Cretaceous Flora, Pt. II. Lower Greensand (Aptian) plants of Britain. Cat. Mes. Plants, Brit. Mus. (Nat. Hist.). 360 pp., XXXII pls.
17. SHIMAKURA, H. (1937): Studies on fossil woods from Japan and adjacent lands, Contribution 2. Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ., Sendai, 2nd. Ser. (Geol.), **19**(1): 1–73, pls. I–XV.
18. TANG, Y. (1936): Timbers of China (Chinese). 680 pp., XXXVII pls.
19. ——— (1932): Timber studies of Chinese trees III. Identification of some important hardwoods of South China by their gross structures I. Bull. Fan Mem. Inst., **3**:253–338, pls. I–XVIII.
20. TIPPO, O. (1938): Comparative anatomy of the Moraceae and their presumed allies. Bot. Gaz. **100**:1–99.
21. YAMABAYASHI, N. (1938): Identification of Corean woods. Tokyo, pls. I–LX.

Explanation of Plate II

Ternstroemiacinium Hisauchii sp. nov.

A, transverse section of the wood with a boundary of growth rings, showing numerous and evenly scattered pores with a slight diminution in size of pores toward ring margin (ca. ×80).

B, a small part of the early wood in high magnification, showing rather thin-walled and angular pores which are disposed solitary or in groups of a few; fibre tracheids with much thickened walls; diffuse wood parenchyma which is seen as black spots owing to their contents; a few rather narrow rays (ca. ×250).

C, tangential section, showing vessels, with the scalariform intervascular pitting; and several rays (ca. ×150).

D, a small part of vessels in high magnification, showing scalariform perforations, a tapering end with fine spiral thickening, and thin-walled tyloses (ca. ×250).

E, details of intervascular pitting (ca. ×250).

F, an example of the reticulate-scalariform perforation (cf. Text-fig. 2 D) (ca. ×250).

Die Baum- und Waldgrenze im Hida-Gebirge (japanische Nordalpen) Ein Beitrag zur Baum- und Waldgrenze Ostasiens

Von Kenji TAKAHASHI

Mit 23 Textfiguren

(Eingegangen am 25. August 1942)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Baum- und Waldgrenze ist eines der wichtigsten Grenzprobleme der Pflanzensoziologie und das alte grundlegende Problem beim Studium der Pflanzenverbreitung. Trotzdem sind unsere Kenntnisse in Bezug auf dieselben noch immer unzureichend, besonders, was Japan, bzw. Ostasien anlangt.

Man hat bis jetzt die Vegetation in der Schweiz (Zürich), in Frankreich (Montpellier) und in Nordamerika im Zentrum von Assoziationen — in den Nordländern von Soziationen — und neuerdings in der Union (T. LIPPMAA 1938) eingehend studiert und viele diesbezügliche Fortschritte gemacht. Dagegen wurde dem Grenzproblem der Assoziationen, d.h. demjenigen der Pflanzengesellschaften, noch recht wenig Aufmerksamkeit geschenkt.

Die Vegetation im Gebirge ist bei dem dort herrschenden extremen Klima, Boden und verhältnismässig wenig Konkurrenz äusserst charakteristisch. Wenn man sie jedoch von einem genaueren Standpunkt aus betrachtet, so ist die Mannigfaltigkeit der Vegetation im Gebirge (P. JACCARD 1902) abhängig von der Mannigfaltigkeit der mikroklimatischen, edaphischen, biotischen u.a. Faktoren. Solchen extremen Eigenschaften müssen wir unsere volle Aufmerksamkeit zuwenden, wenn wir das Grenzproblem der Pflanzensoziologie erfassen wollen. Zur Lösung desselben ist die Kenntnis der Baum- und der Waldgrenze wie auch das Studium der optimalen Standorte einzelner Pflanzengesellschaften von grösster Wichtig-

keit. Auch zur Unterscheidung zweier Pflanzengesellschaften voneinander ist das Studium dieses Grenzproblems notwendig.

Vom ökonomischen Standpunkt aus betrachtet sind die Grenzprobleme der Pflanzengesellschaften überhaupt von Wichtigkeit, da die jeweils herrschenden Bedingungen, unter denen sich die Bäume, und im allgemeinen auch die Pflanzen, gerade noch entwickeln können, einen Einglick in die Ökologie der Pflanzengesellschaften, vor allem des Waldbaues, bieten und sich uns der Zusammenhang mit Landbau und Menschensiedlungen offenbart. Wir gewinnen nämlich einen Einblick in die gesamte Umwelt, die auf die heimische Pflanzenwelt einwirkt: die Verhältnisse der Verbreitung und des Lebenshaushaltes in der wilden Pflanzenwelt sowie auf dem Lande (Pflanzengeographie und Ökologie); in grossen Zügen zeigt sich uns die Bedeutung der Ergebnisse exakter Forschungen über die naturgesetzlichen Daseinsbedingungen der Nutzpflanzen und weiter der Menschenansiedlungen mit Klima, Boden, Wirtschaft und Verbreitungsgrenze der Arten, deren natürlichste Grenze in der alpinen Welt uns klar wird.

Nach der Einteilung von C. SCHRÖTER (1926) gibt es bei der Baum- und der Waldgrenze eine alpine, eine arktische, eine antarktische, eine kontinentale, eine maritime Grenze etc. Die vorliegende Arbeit gründet sich jedoch nur auf das Studium der alpinen Baum- und Waldgrenze im Hida-Gebirge (japanische Nordalpen).

Seit dem Jahre 1921 habe ich auf wiederholten Bergreisen nahezu alle Gipfel, Kämme, Hänge und Täler besucht und durch ungefähre Schätzung die Baum- und die Waldgrenze festgestellt, Photographien von allen Seiten gesammelt und ab 1932 mittels Aneroid-Barometer, Bezard-Kompass und H. B. Sensitometer genaue Höhenmessungen gemacht.

In den Jahren 1930–1932, als ich mich, erst im Botanischen Institut München unter Professor K. GOEBEL, später im Geobotanischen Institut RÜBEL unter der Leitung von Professor H. BROCKMANN-JEROSCH, mit dem gleichen Problem beschäftigte, besuchte ich zwecks vergleichender Studien die Bayerischen Alpen und die Ostalpen in Tirol sowie die hohen Gebiete vom Berner Oberland, Engadin, den Dolomiten etc.

Das in dieser Arbeit angeführte Material wurde vorwiegend in den vier Jahreszeiten, besonders im Sommer, der Jahre 1932–1942 zusammengetragen. Ausserdem konnte ich meine Kenntnisse der alpinen Region und ihrer Flora und Umwelt noch bei meinen Hochgebirgsreisen in Karafuto (Sachalin), Hokkaidō, Nordhonsyū, im Akaisi-Gebirge (japanische Südalpen), Korea etc. erweitern, was für das richtige Verständnis der im Untersuchungsgebiet herrschenden Verhältnisse von grosser Bedeutung war. An Ort und Stelle wurden alpine Klima-Messungen (makro-, klein- und mikro-klimatisch) und Bodenuntersuchungen gemacht, die nach und nach im Text behandelt werden sollen.

An dieser Stelle möchte ich meinem verehrten Lehrer, Professor KWAN KORIBA, unter dem ich seit 1932 zehn Jahrelang gearbeitet habe und der mich bei dieser Arbeit mit Rat und Tat unterstützt hat, für seine stets unveränderte Hilfsbereitschaft meinen besten Dank sagen. Nicht minder danke ich Herrn Professor ZYOZI ASIDA, unter dessen gütiger Leitung die vorliegende Arbeit zum Abschluss gebracht werden konnte.

I. Kapitel. Geschichte

R. MAREK (1910) hat die Geschichte des Waldgrenzen-Problems bis 1910 eingehend studiert und führt in seiner Arbeit an, dass K. P. BEMBO im Jahre 1495 eine zonale Gliederung höherer Berge vorgenommen habe. Nach Angaben von MAREK wurde früher die Höhe der Baum- und der Waldgrenze dann und wann zufällig auf Reisen notiert, und zwar unter anderem von K. GESSNER (1555), J. P. DE TOURNEFORT, A. HALLER (1768), L. v. BUCH (1812), G. WAHLENBERG (1813), A. v. HUMBOLDT (1817), u.a. Diese Forscher machten nach und nach Erklärungsversuche, zu denen sie zuerst die Temperatur heranzogen. FISCHER-OOSTER (1848) berechnete die Wärmesumme an der oberen Waldgrenze mit 1200°C und kam auf eine mittlere Jahrestemperatur von 1°C. O. SENDTNER (1854) erachtete für die Bayerischen Alpen eine mittlere Jahrestemperatur von 1.54°R als notwendig für das Gedeihen der Fichte. A. KERNER (1863–1865) nannte uns für die Ostalpen eine Wärmesumme von 1160°R und brachte die Waldgrenze mit der Isotherme in Zusammenhang. A. GRIESEBACH (1884) behauptete, dass die mittlere Temperatur des wärmsten Monats und sogar die mittlere Temperatur der Vegetationszeit als wichtigster Faktor funktioniere. H. MAYR (1901) hielt die Vegetationszeit an der Waldgrenze von Mai bis August, d.h. also vier Monate, für massgebend, während O. DRUDE (1890) und W. KÖPPEN (1900) die Baumgrenze auf Grund der Juli-Isotherme zu erklären versuchten und zwischen ihnen eine Parallele zogen, ohne jedoch eine genaue Übereinstimmung im Verlauf beider Linien zu finden. Einen grossen Fortschritt brachte A. DE QUERVAIN (1904) im Anschluss an E. IMHOF's Arbeit (1900) durch die Feststellung, dass das Tagesmaximum der Lufttemperatur in den Alpen etwa um 13 Uhr vorkommt und an der Baumgrenze überall dasselbe ist.

Andere Forscher jedoch haben ausser dem Temperatur-Faktor auch noch andere Faktoren als wichtig für die Baum- und Waldgrenze hingestellt. So behauptete H. CHRIST (1882), dass in den Karpathen und im Tessin die Herabsetzung der Baumgrenze durch den ungeheuren Schneereichtum jener Gegenden verursacht worden sei. Auch. G. BONNIER (1892), A. BÜHLER (1918), C. SCHRÖTER und F. G. STÄBLER (1889) sowie C. H. SHAW (1909 a, b) wiesen auf den Einfluss des Schneereichtums und die damit zusammenhängende Verkürzung der Vegetationszeit hin.

Die Brüder SCHLAGINTWEIT (1850) wiederum stellten fest, dass die Regenmenge die Waldgrenze beeinflusse, mit welcher Frage sich dann H. MOHL (1843), A. DE CANDOLLE (1855) und CH. FLAHAULT (1901) beschäftigten. In Skandinavien fand J. FRÖDIN (1916), dass die Birkenwaldgrenze von der Bodenfeuchtigkeit abhängig sei.

Neben der Luftwärme und den Niederschlägen wurde die Wirkung des Windes schon von G. WAHLENBERG (1813) und L. v. BUCH (1812) erkannt, und die Brüder SCHLAGINTWEIT (1850), O. SENDTNER (1854), W. KABSCH (1870), H. CHRIST (1882), A. DENGLER (1886), A. O. KIHLMANN (1890), FR. FANKHAUSER (1901) u.a. haben sich mit derselben weiterhin beschäftigt.

Alle diese Arbeiten aber über einzelne klimatologische Elemente an der Baum- und der Waldgrenze führten zu keiner befriedigenden Lösung des Problems. So kam TH. FRIES in Skandinavien (1913) dazu, auf die enge Verbindung zwischen den Massenerhebungen und der Waldgrenze aufmerksam zu machen, während H. BROCKMANN-JEROSCH (1919) die Resultate der verschiedenen Forscher zusammenfasste und die Schlussfolgerung zog, dass, statt einzelner Klimafaktoren, der Klimacharakter, d.h., die klimatische Gesamtwirkung, mit der Baum- und der Waldgrenze verglichen werden müsse. In Skandinavien fand A. G. HANNERZ (1923) die Birkenwaldgrenze auf Grund des Klimacharakters verständlich. T. HAYASHI (1932) behauptete, dass sich die Baum- und Waldgrenze in Hokkaidō nach der BROCKMANN'schen Klimacharakter-Theorie gut erklären lasse, und auch in Nordafrika sah BR. G. ANDREÁNSKY (1939) beim Verlauf der dortigen Baumgrenze dieselbe bestätigt. W. KÖPPEN (1919, 1920) und E. ECKARDT (1924) stellten dagegen erneut die Behauptung auf, dass die Waldgrenze mit der 10°C Isotherme des wärmsten Monats übereinstimme; auf die gleiche Annahme stützen sich die Studien über die Waldgrenze von K. IMANISHI (1935). Dagegen bewies A. WEGENER (1923), dass die Übereinstimmung zwischen Isobiote und Isotherme nur eine zufällige und der Pflanzenwuchs von der Gesamtheit des Klimas abhängig ist, besonders von der Wasserversorgung, der Sonnenbestrahlung, der Temperatur, dem Wind usw., und zwar in sehr verwickelter Weise. Unter den gleichen Voraussetzungen studierte R. F. GRIGGS (1937, 1938 b) die Waldgrenze in Amerika, wobei er besonders der Schneehöhe und der Windgeschwindigkeit Beachtung schenkte; er machte dann in den Rocky Mountains (1938 a) weitere genaue Forschungen über das gleiche Thema. 1914 begann G. A. PEARSON mit klimatologischen Studien an der Waldgrenze, mit denen er sich laufend beschäftigte (1920), bis er schliesslich in sein Untersuchungsnetz auch die "San Francisco Mountains" von Arizona einbezog, bei denen seine Apparate ganz genau die theoretische Temperaturgrenze anzeigten (1914), und zwar fand er in den Jahren

seiner Beobachtungen eine Isotherme von genau 50°F (10°C) für Juli, wie dieselbe früher von anderen Botanikern errechnet worden war (1930). Im Jahre 1923 fing A. DÄNIKER biologisch-anatomische Studien über die Baum- und die Waldgrenze an; er schreibt in seiner Zusammenfassung (S. 93):

„Ziemlich weitgehend ist in höherer Lage die Reduktion der verschiedenen Organe infolge schwächerer Ausbildung. Diese wird nur zum Teil durch das Zusammenwirken der klimatischen Faktoren und des Bodens verursacht. Überragend in der Wirkung ist besonders die minimale Wärmequantität, sowohl infolge Verkürzung der Vegetationsperiode, als auch durch Niedrigerwerden der Temperatur. Die übrigen Faktoren verstärken mehr oder weniger diese Wirkung."

Dann wurde das gleiche Thema noch von DU RIETZ (1925) in Skandinavien und von M. SOKOLOWSKI (1928) in der Tatra eingehend behandelt, die die Höhenunterschiede durch orographische Faktoren, besonders die Exposition, zu erklären suchten. Nach und nach nahmen diese Forschungen immer mehr experimentelle Richtung an, wie z.B. die Arbeiten von G. SCHRECKENTAL — SCHIMITSCHEK (1934) und besonders P. MICHAELIS (1932, 1934), der die Winterverhältnisse an der Baumgrenze diskutiert, sowie von M. TAKAHASHI (1937), welcher vor allem dem Faktor der Massenerhebung Wichtigkeit beimisst.

II. Kapitel. Allgemeines

Das Hida-Gebirge erstreckt sich in der Mitte von Honsyū zwischen dem 35°50′ und dem 37°00′ n.Br. sowie dem 137°20′ und dem 137°40′ ö.L. Die meisten Gipfel erreichen nahezu die dreitausend Meter Höhe. Trigonometrisch, geologisch und pflanzensystematisch sind alle Gebiete schon ziemlich gut erforscht, jedoch in klimatisch-edaphisch-ökologischer Hinsicht noch nicht.

Wenn wir im Winter an einem klaren Wettertage das Hida-Gebirge besteigen und von einem etwa dreitausend Meter hohen Gipfel unseren Blick über die vom Schnee weiss gewordenen Gehänge und Kämme wandern lassen, dann sehen wir die schwarzen Bäume sich vereinzelt oder inselartig an dieselben klammern, während weiter unten sich die gleichfalls schwarzen Nadelwälder wie ein Mantel um die Berge legen. Zu dieser Zeit bietet sich die beste Gelegenheit, rohe Messungen der Baum- und der Waldgrenzen-Höhe anzustellen und dann weiter mit Ski in unmittelbarer Nähe von Baum und Wald genaue ökologische Studien zu machen.

Wie die Geschichte dieses Themas gezeigt hat, wurden bis jetzt auch in Japan die verschiedenen Baumarten wie *Picea, Abies, Betula* und oft auch *Larix*, welche hier die Baumgrenze bilden, immer ungetrennt be-

handelt. Studieren wir jedoch im Sommer diese Standorte genauer, so erkennen wir sofort, dass jede Baumart eine verschiedene ökologische Anpassungsfähigkeit besitzt. Aus diesem Grunde versuchte ich vom ökologischen Standpunkt aus, und zwar idiochorologisch, den dynamischen Verbreitungszustand der Lebensformen zu erklären. Zeitlich und örtlich unterzog ich die verschiedenen Verjüngungserscheinungen der verschiedenen Baumarten an der Baum- und Waldgrenze genauesten Beobachtungen, wozu orographische, klimatische, edaphische und biotische Faktoren gesammelt werden mussten.

Beim Studium der Baumgrenze ist eine der wichtigsten Fragen: „Was ist eigentlich ein Baum?"

C. BREMEKAMP (1935) schreibt: „Dieser Name bezieht sich auf ein Individuum, dessen basaler Teil aus einer unverzweigten Achse besteht, welche oben eine Krone trägt; letztere besteht entweder einzig und allein aus Blättern oder sie ist in irgendeiner Weise verzweigt. Sie können grosse, ja selbst kolossale Abmessungen zeigen; gelegentlich können sie aber auch ganz klein sein. Achse und Zweige sind bei den höheren Pflanzen holzig." — Doch diese Definition ist nicht ausreichend; in Savanne z.B. kann man keinen Unterschied zwischen einem kleinen Baum und einem grossen Gebüsch machen. Es wäre vielleicht besser, eine ökologische statt einer morphologischen Erklärung vorzunehmen; dennoch möchte ich an dieser Stelle keine offizielle Definition für den Begriff „Baum" abgeben. Für das Studium der jetzigen Baum- und Waldgrenze jedoch sind vom ökologischen Standpunkt aus die mit dem Wald selber direkt zusammenhängenden Baumarten von Bedeutung und Bezeichnungen wie ‚Zwerg', ‚Krüppel' und ‚Busch' mussten auch in dieser Arbeit verwendet werden, um die Form der betreffenden Individuen zu kennzeichnen.

Unter „Baumgrenze" verstehe ich die Verbindungslinie der obersten einzelstehenden Bäume, weshalb oft solche mit Krüppelform darunter sind. BROCKMANN-JEROSCH (1919) gab für den Normalwuchs der Baumhöhe in der Schweiz ca. 5 m an, während SOKOLOWSKI (1928) dieselbe in der Tatra mit 8 m einschätzt. Ich habe dagegen in Japan oft bei *Abies Mariesii* bei Samenreife und Normalwuchs eine Baumhöhe von 3 m gefunden. Von diesem sowie vom ökologischen Standpunkt aus ist es noch rationeller, sowohl die Krüppelgrenze SCHRÖTER's (1926) wie auch die Jungwuchsgrenze von B. EBLIN (1901) mit in die Baumgrenze einzubeziehen.

Als „Waldgrenze" nahm ich die empirische Waldgrenze nach THORE FRIES, d.h. die Verbindungslinie aller Waldendpunkte nach oben.

Die natürlichen Stufen der Wald- und Baumgrenze von unten nach oben sind folgende:

Stufe I: geschlossener Wald
Stufe II: als Horst, d.h. inselartige Verteilung des Waldes
Stufe III: einzelstehende Bäume
Stufe IV: Jungwuchs oder Krüppelbäume[1]

Genauer gesagt, stellen die beiden letzteren mehr eine Grenz- bzw. Übergangszone dar.

Die unten gegebene Höhe der Baum- und Waldgrenze wurde von diesem Standpunkt aus vermessen und zwar mittels Universal-Sitometer von W. KOCH, Aneroid-Barometer, Bezard-Kompass und zwölffachem Fernstecher, landesmilitärischer topographischer Karte vom Masstab $\frac{1}{50000}$ sowie Photographien aller Gebiete von allen Seiten.

Bei den Untersuchungen an der Baum- und Waldgrenze im Gebirge selbst muss man feststellen, dass der Verlauf der beiden Grenzlinien beim Hauptkamm ganz anders als beim Zweigkamm ausfällt; dies gilt ebenso für Tal und Gehänge. Wenn man beispielsweise weiter den Verauf der Grenzlinien von zwei ähnlichen Hauptkämmen vergleicht, so ist er nie der gleiche, weil die Standortsbedingungen stets andere sind. Auf Grund dieser Tatsache habe ich jeweils möglichst genaue Beschreibungen der charakteristischen Standortsbedingungen zu machen versucht. Die von mir zusammengestellten Mittelwerte der Baum- und der Waldgrenzen-Höhe im Hida-Gebirge sind in den nachstehend angeführten Tabellen zu finden. Von den 1934 Daten meiner langjährigen Vermessungen aus allen vier Jahreszeiten liessen sich jeweils zehn bis zwanzig ähnliche Standorte zusammenfassen, deren Mittelwerte ich berechnete und so etwa 160 Daten gewann.

Die Einzelmessungen zum Eintragen der Beobachtungen über die obere Baum- und Waldgrenze wurden nach folgendem Schema gemacht:

A. Definierung des Standortes
  Baumarten
  Lokalität
  Orographischer Charakter
  Neigung
  Exposition
  Meereshöhe
B. Hauptwindwirkung
C. Charakter der Baumgrenze
  Auftreten der Baumarten

1) In den unten angeführten Tabellen bediene ich mich nur der Zahlen I–IV, um die jeweilige Stufe der Baum- und Waldgrenze anzugeben.

Natürliche Grenze
klimatisch
edaphisch
biotisch
Durch Schaden verursachte Grenze
D. Bemerkungen

Die in den Tabellen erscheinenden Höhenangaben wurden durch mehrmalige Höhenschätzungen auf eine Genauigkeit von ±10 m gebracht.

III. Kapitel. Die höhere Baum- und Waldgrenze im Hida-Gebirge

§ 1. Runde (konvexe) Kämme auf der Nord- oder Ostseite der Hauptgebirgszüge mit geringer Bodenbeweglichkeit

Will man im Hida-Gebirge bei von Norden nach Süden verlaufenden Kämmen orographisch ähnliche Lokalitäten feststellen, so muss man immer daran denken, dass das Winterklima durch den vorherrschenden starken NW-Wind bestimmt wird und im allgemeinen die Topographie der Ostseite steil, die der Westseite dagegen verhältnismässig sanft ist. Dies hat auf der ersteren immer eine hohe Schneedecke zur Folge, welche wiederum die Verschiedenheit im ökologischen Charakter bedingt; so ist z. B. die Vegetationszeit hier kürzer, der Winter windgeschützter und Erdrutsch und Schneerutsch sind häufig. Mit Rücksicht auf diesen Standortscharakter sammelte ich die Daten der verhältnismässig hohen Baum- und Waldgrenze in der Nähe runder (konvexer) Kämme, deren Boden ziemlich unbeweglich ist; das Gestein wurde stets nach der geologischen Karte bestimmt (Tab. I).

Diese Tabelle zeigt uns, dass die Baum- und die Waldgrenze von Norden nach Süden zu immer höher werden. Die (N→S) Differenz beträgt bei der Baumgrenze [2520 m→2680 m=] 160 m, bei der Waldgrenze [(2460 m)→(2600 m)=] 140 m; der Mittelwert 2632 m bei der ersteren und 2549 m bei der letzteren. Es ist *Betula Ermani* var. *communis*, welche bei lichten Standorten an der verhältnismässig hohen Baum- und Waldgrenze am meisten vereinzelt vorkommt.

§ 2. Runde (konvexe) Kämme auf der Süd- oder Westseite der Hauptgebirgszüge mit geringer Bodenbeweglichkeit

In Tabelle II möge eine Nebeneinanderstellung ähnlicher Standorte solcher Gebirgszüge der S- und der W-Seite mit Höhenangaben folgen.

TABELLE I. Die höhere Baum- und Waldgrenze. Nord- bzw. Ostseite der Gebirgszüge (von Norden nach Süden).

Baumarten	A. Definierung des Standortes: Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Exposition	Meereshöhe	B. Hauptwindwirkung	C. Charakter der Baumgrenze: Auftreten der Baumarten	Bemerkungen	Baumgrenzenstufe u. Gesteinsart
Betula	Yukikuradake 2610.9 m	Hauptkamm	30–40°	O	2520 m (2460 m)[1]	Lee	folgt direkt auf den Wald	Jungwuchs geht noch kämpfend hinauf, *Abies* gelangt durch Wind in d. *Betula*-Wald	II Andesit
,,	Hatidake & Korengedake 2768.8 m	Zweigkamm Zweighang	20–30°	NO[2]	2600 m (2550 m)	,,	vereinzelt, normal	Sukzession normal	III
,,	Zizigadake 2669.8 m	Hauptkamm	20°	NO	2630 m (2530 m)	,,	,,	Fast auf thermischer Höhe (potentiell)—felsig	III Andesit
,,	Harinokidake 2820.6 m	Hauptkamm Hauptgehänge	30–40°	NO	2650 m (2500 m)	,,	,,	Geröll	III Andesit
,,	Rengedake 2798.7 m	Zweighang	30–40°	N	2650 m (2600 m)	,,	vereinzelt und als Horst, unvollkommen	Schneedecke viel, Bodenbedingungen gut	II–III Granit
Abies *Betula*	Yakusidake 2926 m	Hauptgehänge	30°	O	2650 m (2550 m)	,,	vereinzelt und als Horst, normal	,,	II (*Be.*)–III (*Ab.*) Granit
Betula	Mitudake 2844.6 m	Hauptkamm Hauptgehänge	30°	O	2650 m (2550 m)	,,	Wald (normal) inselartig (Horst)		II–III Granit
,,	Wasiwadake 2924.2 m	Hauptkamm Hauptgehänge	20–30°	O	2660 m (2600 m)	,,	vereinzelt (normal)		Granit
,,	Tubakurodake 2763.4 m	Hauptgehänge	30°	O	2680 m (2600 m)	,,	Wald (normal) inselartig (Horst)	Gipfelphänomen !	II–III Granit

1) Hier und im Folgenden beziehen sich die nicht eingeklammerten Höhenangaben dieser Spalte auf die Baumgrenze, diejenigen in Klammern aber auf die Waldgrenze.

2) Hauptrichtung.

TABELLE II. Die höhere Baum- und Waldgrenze. Süd- bzw. Westseite der Gebirgszüge (von Norden nach Süden).

Baum-arten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-wind-wirkung	C. Charakter der Baumgrenze: Auftreten der Baumarten	Bemerkungen	Baum-grenzen-stufe u. Gesteinsart
	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Expo-sition	Meeres-höhe				
Betula *Abies*	Yukikuradake 2610.9 m	Hauptkamm Hauptgehänge	30°	W	2430 m (2380 m)	Luv, stark exponiert	unvollkommen, folgt dir. a.d. Wald	*Pinus pumila* viel, *Abies* als Masse	I (*Pinus*)–II (*Ab es*) Archäische Gesteine
Betula	Yarigadake 2903.1 m	Hauptkamm	20–30°	W	2620 m (2560 m)	Luv	Spalierform u. Horst. Folgt dir. a.d. Wald	Bodenfest	II–IV Porphyrit
,,	Goryūdake 2814.1 m	Hauptkamm	20–30°	SW	2670 m (2550 m *Abies*)	ziemlich exponiert	vollkommen, folgt dir. a.d. Wald	,,	III–IV Andesit
Abies	Kasimayariga-dake 2889.7 m	Hauptkamm	30°	W, S	2550 m (2400 m)	,,	vereinzelt, unvollkommen	,,	IV (*Abies*) Andesit
,,	Yakusidake 2926 m	Hauptkamm	30°	W	2550 m (2520 m)	,,	normal, folgt dir. a.d. Wald	Gipfel/ Kammphänomen	III Porphyrit
,,	Kaminodake 2661.2 m	Hauptgehänge	30°	W	2500 m (2450 m)	Luv	unvollkommen, folgt dir. a.d. Wald	Kammphänomen	II Jura
Betula	Kurobegorō-dake 2839.6 m	,,	30°	W	2500 m (2400 m)	ziemlich exponiert	vereinzelt, normal	*Pinus pumila* gut verbreitet	I Granit
,,	Mitumatarenge-dake (2841.2 m)	,,	20–30°	W, S	2650 m	exponiert	,,	,,	I Granit
Betula *Abies*	Zwischen Suisyō-dake (2977.7 m) & Akausidake	,,	30–40°	W	2550 m (2500 m)	,,	unvollkommen u. als Horst, folgt dir. a.d. Wald		II Granit
Abies	Suisyōdake 2977.7 m	,,	30–40°	W	2600 m (2500 m)	Luv	,,		I Granit
Betula	Mitudake 2844.6 m	Hauptkamm Hauptgehänge	30°	NW	2730 m (2670 m *Abies*)	Wind nicht so stark	normal, vereinzelt	fast auf poteniteller Höhe	I Granit
Betula *Abies*	Kasagadake 2897.5 m	Hauptkamm	30°	W	2700 m (2600 m)	Luv	unvollkommen, vereinzelt	*Pinus* viel verbreitet	I Quarz/ Porphyrit
Betula	Higasidaitenzyō-dake 2811 m	Hauptgehänge	20–30°	W	2750 m (2700 m)	ziemlich exponiert	normal, vereinzelt		II–I Granit

Auch aus diesen Daten sehen wir, dass die *Betula*-Baum- bzw. die Waldgrenze von N nach S höher wird und zwar ist diesmal die Differenz bei der ersteren [2500 m→2750 m=] 250 m, bei der letzteren [(2400 m) →(2700 m)=] 300 m mit den Mittelwerten von 2660 m (bei *Betula*) und 2580 m. Diese zwei Werte sind höher ausgefallen als bei Tabelle I. In diesem Fall dürfen wir wohl annehmen, dass auf der Westseite trotz des Nordwestwindes die Sukzession viel fortgeschrittener ist als auf der Ostseite, auf welcher durch den Schneereichtum die Vegetationszeit eine Verkürzung erfährt und die meist steilen Gehänge reich an Erd- und Schneerutsch sind, was die Sukzessionen als Ganzes zurückbleiben lässt. Wie Tabelle II zeigte, kommen sich, wenn die Standortsbedingungen besser werden und dadurch die Sukzession fortgeschrittener wird, die *Betula*- und die *Abies*-Zone näher und zwar schreitet *Abies* in der oberen Richtung weiter voran bis in die *Betula*-Waldzone. Beim Fortschreiten dieses Vorganges entsteht der *Abies-Betula*-Mischwald, der dann dominiert. Während der *Betula*-Samen durch den Wind weit fortgetragen wird und sich ein lichter Wald bildet, verpflanzt sich der viel schwerere *Abies*-Samen nur als Masse an einen anderen Standort; in den lichten *Betula*-Wald jedoch vermag der schattenliebende *Abies* leicht Einzug zu halten.

§ 3. Steile felsige Standorte auf der Nord- oder Westseite der Hauptgebirgszüge

In den beiden vorhergehenden Abschnitten haben wir die höhere Baum- und Waldgrenze der Ost- und der Westseite auf runden (konvexen) Kämmen mit ziemlich festem Boden kennengelernt. Wie jedoch die nachfolgende Tabelle zeigt, erklimmt *Betula* auch auf steilen, felsigen Standorten an der Baumgrenze ziemliche Höhen, weil nur sie auf solch felsigem Boden dort noch zu gedeihen vermag (Tab. III).

Wiederum beweisen uns diese Zahlen, dass die Baum- und die Waldgrenze von N nach S höher werden. Die sich diesmal ergebenden Differenzen sind [2500 m→2730 m=] 230 m bzw. [(2440 m)→(2620 m)=] 180 m, während der Mittelwert bei der Baumgrenze für *Betula* 2637 m, bei der Waldgrenze 2547 m erreicht. Wenn die Gebirge noch höher wären, könnte *Betula* auf ganz festem Felsboden auch noch höher gehen. Aus diesem Grunde ist es sehr schwer, die thermische Baum- und Waldgrenze bei solchen Standorten festzustellen (vergl. A. SHADE 1912).

TABELLE III. Die höhere Baum- und Waldgrenze. Steile, felsige Standorte auf der Westseite der Hauptgebirgszüge (von Norden nach Süden).

Baum-arten	A. Definierung des Standortes: Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Exposition	Meereshöhe	B. Hauptwindwirkung	C. Charakter der Baumgrenze: Auftreten d. Baumarten	Bemerkungen	Gesteinsart
Betula	Yukikuradake 2610.9 m	(Felswände) Zweigkamm	50–70°	SW	2540 m (2440 m)	Lee	vereinzelt, normal, Spalierform	entlang der Felswände aufwärts kletternd	Archäische Gesteine
,,	Zizigadake 2669.8 m	Hauptgehänge	40–50°	SW	2570 m (2550 m)	windgeschützt	,,		Andesit
,,	Akazawadake 2677.8 m	Zweiggehänge	40–50°	NW	2500 m (2460 m)	,,	vereinzelt, unvollkommen	brüchiger Felsen	Granit
,,	Subaridake 2740 m	,,	40–50°	NW	2570 m (2500 m)	,,	,,		,,
,,	Turugidake 3003 m	,,	40°	W	2600 m (2500 m *Abies*)	ziemlich windgesch.	vereinzelt, normal	ziemlich grosse Schneedecke im Sommer	Andesit
,,	Yarigadake 3179.5 m	Hauptgehänge	30–50°	NW	2600 m (2550 m)	Wind ist nicht so stark	vereinzelt, unvollkommen	,, , dazu brüchiger Fels	Porphyrit
,,	,,	Zweigkamm Zweiggehänge	30–40°	SW	2750 m (2600 m)	,,	vereinzelt, normal	Schneedecke verschwindet früh	,,
,,	Zwischen Yarigadake & Nakadake	Hauptkamm Hauptgehänge	40°	W	2700 m (2600 m *Abies*)	Wind ziemlich stark	vereinzelt, unvollkommen	brüchiger Fels	,,
,,	Minamidake 3032.7 m	Zweiggehänge	40–50°	W	2720 m (2610 m *Abies*)	,,	,,	,,	,,
,,	Zwischen Minamidake & Kitahodakadake	Zweigkamm	40–50°	W	2670 m (2600 m)	,,	,,	,,	,,
,,	Kitahodakadake 3100 m	Zweigkamm Zweiggehänge	30–50°	W	2690 m (2600 m)	,,	,,	,, *Pinus* stark verbreitet	,,
,,	Okuhodakadake 3190 m	,,	40–50°	W	2730 m (2620 m)	,,	,,	,,	,,

§ 4. Steile felsige Standorte auf der Süd- und Ostseite

Ich suchte auf der Ostseite der Hauptzüge nach der höheren Baum- und Waldgrenze auf felsigen Standorten. Diese sind jedoch nur ganz selten zu finden, weil hier die Baum- und die Waldgrenze niedriger als auf der Westseite sind, wie zu Anfang dieses Kapitels ausgeführt wurde. Die wenigen Ausnahmen, bei denen *Betula* auf der Ostseite gut auf Felsboden gedeiht, sind in Tabelle IV verzeichnet.

Hiernach ergibt sich eine Differenz der Baumgrenzhöhe von N nach S von [2600 m→2700 m=] 100 m und der Waldgrenzhöhe von [(2250 m) →(2550 m)=] 300 m. Der letztere Wert fällt zu hoch aus und zwar deshalb, weil derjenige für die Nordgegend in Sirouma, nämlich 2250 m, aus topographischen Gründen — in diesem Fall der stark entwickelten Felsbrüche wegen — zu niedrig ist. Die Mittelwerte für die Baum- und die Waldgrenze sind 2635 m und 2450 m, wobei die letztere Zahl aus dem gleichen Grunde wie oben zu niedrig ist. Lassen wir diesen sowie den für die Sirouma-Waldgrenze zu niedrig befundenen Wert unberücksichtigt, so ist der nunmehr für die Waldgrenze gültige Mittelwert 2525 m. Bei einem Vergleich der Daten von Tabelle III und IV finden wir, dass der Höhenunterschied bei Felswänden der West- und der Ostseite bei der Baum- und Waldgrenze kein so grosser ist, obwohl die Ostseite (Tabelle IV) niedrigere Werte als die Westseite (Tabelle III) aufzuweisen hat. Dagegen waren die Höhenunterschiede zwischen der Ost- und der Westseite bei runden (konvexen) Kämmen viel bedeutender aus dem Grunde, weil hier die relativ hohe Baum- und Waldgrenze nur eine zufällige ist, indem *Betula* gerade Standorte mit festem Felsboden fand, wo sie lange zu gedeihen vermag. Wenn also das Hida-Gebirge noch höher wäre, würden die Baum- und die Waldgrenze auf felsigem Boden auch noch höher hinaufsteigen.

§ 5. Konkave, bodenbewegliche (nicht so steile) Standorte auf der Westseite der Hauptgebirgszüge

An der Westseite der Hauptgebirgszüge suchte ich Standorte auf, welche konkav, erdrutschig, bodenbeweglich und nicht so steil sind; die hier gemachten Feststellungen sind in Tabelle V verzeichnet.

Ich bestimmte nun weiter zwischen Tateyama, Kaminodake, Yakusidake und Kurobegorōdake die niedrigere Baumgrenzen-Höhe von *Betula* an der Westseite mit 2300–2500 m, wo sie direkt auf den *Abies*-Wald folgt. Wie wir aus Abschnitt 2 sahen, vermag bei guten Bedingungen der *Abies*-Wald bis in den *Betula*-Wald vorzudringen und es bildet sich dann eine Mischwaldformation von *Abies/Betula*. Aber bei dieser niedrigen Höhe

TABELLE IV. Die höhere Baum- und Waldgrenze. Steile, felsige Standorte auf der Ostseite der Hauptgebirgszüge (von Norden nadh Süden).

Baum-arten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-wind-wirkung	C. Charakter der Baumgrenze		Gesteinsart
	Lokalität	Orogr. Charakter (Felswände)	Neigung	Expo-sition	Meeres-höhe		Auftreten der Baumarten	Nat. Grenze: edaphisch	
Betula	Siroumadake 2933.1 m	Zweigkamm	40–50°	SO	2640 m (2250 m)	Lee	vereinzelt, unvollk.	Fast auf pot. Höhe. Waldgr. zu niedrig.	Porphyrit
,,	Zw. Yarigadake & Karamatudake	Zweigkamm	30–60°	O	2600 m (—)	,,	,,		Granit
,,	Kasimayarigadake 2889.7 m	Hauptkamm	30–40°	O	2620 m (2500 m)	ziemlich exponiert	,,		Andesit
,,	Subaridake 2740 m	Zweigkamm	40–50°	SO	2600 m (2500 m)	Lee	vereinzelt, normal	Schneedecke viel	,,
,,	Turugidake 3003 m	,,	20–40°	O	2650 m (2550 m *Abies*)	,,	,,		,,
,,	Yarigadake 3179.5 m	Kitakama Zweigkamm	30–50°	O	2700 m (2550 m)	,,	,,		Porphyrit

TABELLE V. Höhenangaben der Baum- und Waldgrenze für bodenbewegliche, konkave, jedoch nicht sehr steile Standorte auf der Westseite (von Norden nach Süden).

Baum-arten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-wind-wirkung	C. Charakter der Baumgrenze: Auftreten der Baumarten	Bemerkungen	Baum-grenzen-stufe und Gesteinsart
	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Exposition	Meeres-höhe				
Betula	Syakusidake 2820 m	runder Zweigkamm	30°	W	2500 m (2450 m)	wind-geschützt	vereinzelt, normal		IV Porphyrit
,,	Zwisch. Yari-gadake & Ka-ramatudake	Gehänge Kamm	30–40°	W	2500 m (—)	ziemlich exponiert	folgt dir. a.d. *Abies*-Wald	*Pinus* stark verbreitet	II (*Betula*) Granit
,,	Iwagoyazawa-dake 2630.3 m	Hauptgehänge	20–30°	W	2600 m (2590 m *Abies*)	exponiert	vollkommen, folgt dir. a.d. Wald	Gipfelphänomen	(*Betula*) II (*Abies*) I Andesit
,,	Narusawadake 2641 m	,,	30–40°	W	2560 m (2550 m)	Lee	normal, folgt dir. a.d. Wald		(*Betula*) II Granit
,,	Rengedake 2798.7 m	Hauptkamm	30°	W	2700 m (—)	ziemlich exponiert	vereinzelt, unvollkommen	Windwirkung stark	IV Granit
,,	Wasiwadake 2924.2 m	Hauptgehänge	20–30°	W	2650 m (2500 m)	Lee	,,		Granit
,,	Nogutigorō-dake 2924.3 m	Hauptgehänge Hauptkamm	30°	W	2650 m (2580 m)	ziemlich exponiert	vereinzelt, normal	Bodenbewegung stark, Verjüngung vollkommen	(*Betula*) IV (*Abies*) II Granit
,,	Akaiwadake 2768.7 m	Hauptgehänge	30°	W	2700 m (2650 m)	Wind wenig	normal, folgt dir. a.d. Wald		*Betula* II Porphyrit

der Baumgrenze, welche durch Gipfelphänomene (SCHARFETTER 1918) oder „Kammphänomene", durch starken Wind usw., mit anderen Worten durch schlechte Bedingungen, verursacht worden ist, nähern sich die *Betula*- und *Abies*-Waldzonen einander, so oft einen Mischwald bildend. Bei der durch schlechte Bedingungen verursachten *Betula/Abies*-Zonennäherung bildet der Wald nur ganz schmale Gürtel; bei guten Bedingungen dagegen sind diese Mischzonen (wie in Abschnitt 2) viel breiter.

Die Differenz für die Baumgrenze (N→S) von Tabelle V ist [2500 m →2700 m=] 200 m, für die Waldgrenze ebenso [(2450 m)→(2650 m)], der Mittelwert der ersteren 2601 m und der letzteren 2548 m. Vergleichen wir diese Mittelwerte mit denen von Tabelle II, so beträgt die jeweilige Differenz (2660–2601 m=) 59 m und (2580–2548 m=) 32 m. Dies beruht hauptsächlich auf dem Unterschied zwischen den Standorten, nämlich dem festen Boden (konvex) und dem beweglichen Boden (konkav) auf der Westseite.

§ 6. Konkave, bodenbewegliche (nicht so steile) Standorte auf der Ostseite der Hauptgebirgszüge

Bei einer Untersuchung der Ostseite kommen wir bei den jeweiligen Standorten auf die in Tabelle VI verzeichneten Werte.

Berechnen wir hier den Unterschied der Höhe der *Betula*-Baum- bzw. der Waldgrenze zwischen N und S, so kommen wir auf [2500 m→2550 m=] 50 m bei der ersteren und auf [(2400 m)→(2500 m)=] 100 m bei der letzteren. An der felsigen Ostseite mit Erd- und Schneerutsch sind — im Vergleich zu den vorher gegebenen Daten — die Höhenunterschiede zwischen N und S gering, weil hier die Höhe dieser Grenzen an sich unregelmässig ist. Vergleichen wir die sich in diesem Fall ergebenden Mittelwerte von 2480 m für die Baumgrenzhöhe und von 2375 m für die Waldgrenzhöhe mit denen von Tabelle I, so erhalten wir folgende Differenzen: (2632–2480 m=) 152 m und (2549–2375 m=) 174 m. Diese ziemlich grossen Unterschiede sind vor allem auf die Verschiedenheit der Standorte: in dem einen Fall rund bzw. konvex, im anderen Fall stark bodenbeweglich (konvex) mit langer Schneedecke (Erd/Schneerutsch), zurückzuführen.

§ 7. Vergleich von Standorten auf Felswänden und runden (konvexen) Kämmen

Vergleich zweier charakteristischer Standort-Kategorien (Felswände und runde (konvexe) Kämme), wo die Baum- und die Waldgrenze hoch hinaufgehen (Tab. VII):

Bei einem Vergleich örtlich gleicher oder sich ähnelnder Standorte sieht man, dass *Betula* als Individuum auf den Felswänden der West- und

TABELLE VI. Höhenangaben der Baum- und Waldgrenze für bodenbewegliche, konkave, jedoch nicht sehr steile Standorte auf der Ostseite (von Norden nach Süden).

Baum-arten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-wind-wirkung	C. Charakter der Baumgrenze	Bemerkungen	Baum-grenzen-stufe und Gesteinsart
	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Expo-sition	Meeres-höhe				
Abies	Zwisch. Koren-gedake & Oike 2768.8 m	Zweigkamm Zweiggehänge	10–30°	NO	2500 m (2500 m)	Luv	unvollkommen (Windform), folgt dir. a.d. Wald	*Pinus* gut verbreitet	Andesit
Betula	,,	Zweigkamm	30–40°	SO	2500 m (2400 m)	wind-geschützt	vereinzelt, normal	Boden stark beweglich	IV Andesit
,,	Syakusidake 2820 m	,,	40–50°	O	2250 m (2200 m) (zu niedrig)	nicht wind-geschützt	,,	Schneedecke viel, Erd Schneerutsch	IV Porphyrit
,,	Goryūdake 2814.1 m	Zweiggehänge	40–50°	NO	2500 m (2400 m)	Lee	,,	,,	IV Andesit
,,	Akazawadake 2677.8 m	Hauptgehänge	30–40°	SO	2600 m (—)	,,	vereinzelt, unvollkommen	,,	IV Andesit
Betula *Abies*	Nisihodakadake 2908.6 m	,,	30–50°	SO	2550 m (2500 m)	,,	normal, folgt direkt a.d. Wald	Erdrutsch	(*Betula*) II (*Abies*) I Granit

TABELLE VII. Höhenangaben zweier charakteristischer Standortkategorien auf der West- und der Ostseite der Hauptgebirgszüge.

Baumarten	Westseite				Ostseite			
	Lokalität	Felswände	Lokalität	Konvexe Kämme	Lokalität	Felswände	Lokalität	Konvexe Kämme
Betula	Yukikuradake	2540 m (2440 m)	Yakusidake	2430 m (2380 m)	Siroumadake	2640 m (2250 m)	Yukikuradake	2520 m (2460 m)
,,	Subaridadake	2570 m (2500 m)	,,	2550 m (2520 m)	Subaridake	2600 m (2500 m)	,,	2650 m (2590 m)
,,	Okuhodakadake	2730 m (2620 m)	Mitudake	2730 m (2670 m)	Yarigadake	2700 m (2550 m)	,,	2680 m (2600 m)
Durchschnittswerte: Baumgrenze Waldgrenze		2613 m (2520 m)		2570 m (2523 m)		2646 m (2433 m)		2601 m (2520 m)

Ostseite höher geht als bei konvexen Kämmen, während sie in Massen auf beiden Seiten stets bei konvexen Kämmen grössere Höhen erreicht als auf Felsboden. Deshalb fällt die Baumgrenze im ersteren Fall, im letzteren aber die Waldgrenze höher aus. Besonders an der Ostseite fällt die Höhe der Waldgrenze auf Felswänden geringer aus als bei konvexen Kämmen, weil der Boden immer durch Erd- und Schneerutsch leidet und dem Wald das Vordringen als Masse auf dem Felsen erschwert ist. Diese Neigung erkennen wir auch aus den Durchschnittswerten der Tabellen I–IV, welche hier noch einmal nebeneinander gestellt seien:

	Felswände		Konvexe Kämme	
	Baumgrenze	Waldgrenze	Baumgrenze	Waldgrenze
Westseite	2637 m	(2547 m)	2660 m	(2580 m)
Ostseite	2635 m	(2450 m)	2632 m	(2549 m)

Danach möchte ich sagen, dass die Baumgrenze auf Felswänden wohl als Rekord höher zu gehen vermag als auf den konvexen Kämmen, aber im grossen Ganzen geht sie durchschnittlich auf konvexen Kämmen höher als auf Felswänden, was vor allem für die Waldgrenze charakteristisch ist.

§ 8. Höhenunterschied der Baum- und Waldgrenze nach der Exposition

Die Höhe der Baumgrenze ist je nach der Exposition sehr verschieden, was eine altbekannte Tatsache ist. BROCKMANN-JEROSCH (1919) gab die Differenz der Baumgrenze zwischen Nord- und Südhängen für die Schweiz mit 50 m an. Die Exposition übt einen direkten Einfluss auf die Schneedeckenzeit, nämlich auf die Schneegrenze aus, doch auf die Baum- und Waldgrenzhöhe ist ihre Wirkung nur indirekt. Im allgemeinen gilt die SW-Lage als die günstigste, die NO-Lage als die ungünstigste; lokal können jedoch starke Abweichungen von dieser Regel eintreten. Besonders durch topographische und klimatische Veränderungen treten Unregelmässigkeiten ein. So hat z.B. SOKOLOWSKI (1928) für die Hohe Tatra bewiesen, dass die *Picea*-Waldgrenze am Nordhang höher liegt als am Südhang, weil es am ersteren eine für *Picea* ausreichende Regenmenge gibt, die durch die Hauptwinde herbeigetragen wird. Nach SCHRÖTER (1926 S. 29) haben IMHOF, LÜDI, BAUMGARTNER, FRITSCH, REISHAUER u.a. die Differenzen zwischen dem Maximum und dem Minimum der Baumgrenzhöhe je nach der Exposition bestimmt und für Europa diesen Unterschied mit mehr als 100 m angegeben. Aber im Hida-Gebirge hat jede Exposition einen anderen topographisch-klimatischen Standortscharakter aufzuweisen. Es war deshalb notwendig, topographisch ähnliche Standorte zu wählen, um den Unterschied der Baumgrenze an Nord- und Südhängen festzustellen.

TABELLE VIII. Die Differenzen der Baum- und Waldgrenzen-Höhe je nach der Exposition.

Baum-arten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-windwirkung	C. Charakter der Baumgrenze		Differenz der zwei Expositionen	
	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Expo-sition	Meeres-höhe		Auftreten der Baumarten	Bodenzustand	Baum-grenze	Wald-grenze
Abies	Yukikuradake 2610.9 m	runder Kamm	—	N	2360 m (2300 m)	Luv	folgt dir. a.d. Wald	fest	40 m	(50 m)
,,	,,	,,	—	S	2400 m (2350 m)	Lee, ziemlich exponiert	,,	,,		
,,	Hatidake	sanfte Gehänge	—	NW	2380 m (2380 m)	Luv	,,	,,	20 m	(0 m)
,,	,,	,,	—	SW	2400 m (2380 m)	ziemlich exponiert	,,	,,		
Betula	Akazawadake 2677.8 m	Zweiggehänge	40–60°	NW	2500 m (2469 m)	Luv	vereinzelt	ziemlich fest	100 m	—
,,	,,	Hauptgehänge	30–40°	SO	2600 m (—)	Lee	,,	beweglich		
,,	Kurobegorō-dake 2839.6 m	Hauptgehänge	30–40°	N	2500 m (2300 m *Abies*)	Luv	,,	fest	50 m	—
,,	,,	,,	40°	S	2550 m (2400 m)	Lee	,,	beweglich		
,,	Sugorokudake 2860.3 m	Hauptkamm & Gehänge	20°	N	2550 m (2480 m *Abies*)	Luv	,,	,,	30 m	—
,,	,,	,,	30°	SO	2580 m (2500 m *Abies, Betula*)	Lee	,,	,,		

Es sind jedoch im Hida-Gebirge die Nord- und Westhänge vorwiegend Sommer (SW) und Winter (NW) windexponiert und tragen nur geringe Schneedecke, während die Süd- und Osthänge meist windgeschützt und ziemlich sonnig sind. Unter Berücksichtigung dieser zwei Kategorien ihres Expositionscharakters nahm ich einen Vergleich ähnlicher Standorte mit gleichen Baumarten vor und erhielt die in Tabelle VIII gegebenen Daten.

Hier sind die Differenzen der Baum- und der Waldgrenze zwischen den beiden Expositionen bei *Betula* äusserst verschieden, weil die *Betula*-Samen durch Wind und andere Transportmöglichkeiten auf den labilen Standorten ohne weiteres gut gedeihen können. Bei *Abies* dagegen ist der Unterschied geringer. Wir können also solche Höhenunterschiede mit verschiedenen Baumarten überhaupt nicht miteinander vergleichen. Zwischen Siroumadake und Karamatudake und an anderen Orten stellte ich fest, dass die Baumgrenze am Nordhang höher liegt als am Südhang an solchen Stellen, wo orographisch der S- (und O-) Hang bodenbeweglich ist und es konkave Hänge gibt. Überhaupt lassen sich im Hida-Gebirge nur wenig ideale Standorte finden, an denen man solche Unterschiede deutlich zeigen könnte.

§ 9. Die höchste Baum- und Waldgrenze im Hida-Gebirge

Ich sammelte dann weiter die höchsten Baum- und Waldgrenzen-Werte einer Gegend. Aus den oberen Tabellen zog ich folgende Schlussfolgerungen:

a) Auf konvexen Kämmen und felsigen Gehängen der Westseite erreicht die klimatische Baumgrenze nahezu ihre potentielle Höhe.

b) Auf sanften runden (konvexen) Kämmen mit festem Boden der Westseite zeigt die klimatische Waldgrenze beinahe ihre potentielle Höhe.

TABELLE IX. Die höchste Baum- und Waldgrenze aller Gegenden im Hida-Gebirge (von Norden nach Süden).

Lokalität	Exposition	Baumgrenze	Waldgrenze	Baumart
Yukikura-Gegend	SW	2540 m	(2460 m)	*Betula*
Sirouma-Gegend	NW	2600 m	(2550 m)	,,
	SO	2640 m	(—)	,,
Sirouma-Yari-Gegend	W	2560 m	(—)	,,
Goryūdake-Gegend	SW	2670 m	(—)	,,
Mitudake-Gegend	NW	2730 m	(2670 m)	,,
Yarigadake-Gegend	SW	2750 m	(—)	,,

An fast allen Orten findet man oberhalb der Baumgrenze sehr viel Jungwuchs von *Betula*, ausserdem oft noch oberhalb der *Betula*-Baumgrenze *Picea*- und *Abies*-Jungwuchs. Demnach wird im Hida-Gebirge die Baumgrenze in Zukunft noch höher hinaufsteigen. In keiner Gegend habe ich jedoch oberhalb der Baumgrenze alte, aus früherer Zeit stehengebliebene Stämme gefunden.

IV. Kapitel. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze

Für die niedrigere Baum- und Waldgrenze führten mehrere Autoren bereits früher folgende, durch lokale Bedingungen verursachte Faktoren an:

1) Wärme (E. IMHOF 1900, W. KÖPPEN 1900 und verschiedene Geographen) — THERMISCHE GRENZE.*)
2) Wind (FR. FANHAUSER 1901, R. SCHARFETTER 1918 S. 77) — WINDGRENZE.*)
3) Niederschläge und Luftfeuchtigkeit — WASSERHAUSHALT-GRENZE.*)
   - a: zuviel Niederschläge durch lange Schneedecke und dadurch verursachte ungünstige Wärmeverhältnisse — INDIREKTE THERMISCHE GRENZE.*)
   - b: zuwenig Niederschläge und dadurch verursachte Trockenheit bzw. ungünstiger Wasserhaushalt (LIVINGSTONE u. SHREVE 1921, SCHIMPER-FABER 1935) — TROCKENHEITS-GRENZE.*)
4) Physikalisch-chemische Bodenbedingungen, z.B. Bodenfeuchtigkeit, Porosität, Versumpfung, Nährstoffverhältnisse, Schnee- und Erdrutsch, vulkanische Einflüsse usw. (G. SCHRECKENTHAL-SCHIMITSCHEK 1934) — EDAPHISCHE GRENZE.*)
5) Orographischer Charakter, z.B. Steilheit der Neigung, Felswände, Geröll, Lawinenbahn, enges Tal etc. — OROGRAPHISCHE GRENZE.*)
6) Andere Pflanzengesellschaften — BIOTISCHE GRENZE.*)

Keiner von diesen Faktoren wirkt einzeln auf die Baum- und Waldgrenze ein, sondern sie werden erst durch die äusserst komplizierten Verhältnisse der vielen Faktoren zusammen für dieselben von Bedeutung. Es lässt sich jedoch die Hauptwirkung von mehreren Faktoren ziemlich genau feststellen, wenn man den Standortscharakter wie Klima, Boden, Pflanzen- und Tiergesellschaften etc. beobachtet. Hier möge eine diesbezügliche, von N nach S angeordnete geographische Übersicht folgen.

---

*) Ich bediene mich im folgenden der hier von mir geprägten Ausdrücke.

§ 1. Sirouma-Gegend

Bei der Tabelle X habe ich die Durchschnittshöhen nicht berechnet, erstens, weil die Baumarten verschieden sind, und zweitens, weil die Erniedrigung von sehr verschiedenen Ursachen herrührt.

Bei *Abies* liegt die niedrige Baumgrenze zwischen 2350–2450 m, die niedrige Waldgrenze zwischen (2320–2400 m); bei *Betula* zwischen 2300–2400 m und (2250–2300 m). Im ersten Fall sind meist lokale starke Windwirkung, geringe Schneedecke, Erdrutsch (Bodenbeweglichkeit) in der N und NW Richtung die Ursache; bei *Betula* dagegen ist der lang anhaltenden Schneedecke sowie häufigem Erd- und Schneerutsch die Schuld zuzuschreiben; bei *Larix* ist die niedrige Baum- und Waldgrenze zufällig durch felsige, lichte Standorte zustandegekommen.

§ 2. Usirotateyama-Gebirge (südlich vom Siroumadake bis Harinokidake und Rengedake)

Wie in der Sirouma-Gegend ist der Hauptkamm hier auch an der W-Seite ziemlich sanft, an der O-Seite dagegen ganz steil und bodenbrüchig. Die durch den NW-Winterwind herbeigetragene kollossale Schneemenge häuft sich an der Ostseite an und bildet im Sommer Schneetäler, deren Erosion sehr stark ist. An der Westseite ist also die niedere Baum- und Waldgrenze in der Hauptsache durch starke Windwirkung verursacht worden und an der Ostseite durch die lange Schneedecke, die Steilheit und die Bodenbeweglichkeit, was auch aus Tabelle XI hervorgeht.

In den angeführten Gegenden sind die Gebirgszüge nicht so hoch, wodurch das Kammphänomen stark ausgeprägt ist, und, wie z.B. zwischen Subaridake und Harinokidake, die Gegend ist felsig, brüchig und bodenbeweglich, aus welchen Gründen an der Baumgrenze vorwiegend *Betula* herrscht.

§ 3. Kekatudake bis Mitumatarengedake

In der Nähe von Kekatudake sind die Gebirgszüge relativ niedrig, wodurch Kamm- oder Gipfelphänomen charakteristisch sind. Wo jedoch diese Bergkette die Tateyamagruppe erreicht, wird sie wieder höher und die Erniedrigung der Baum- und Waldgrenze lässt sich kennzeichnend feststellen (s. Tab. XII).

Im allgemeinen ist die Baum- und Waldgrenze an der Westseite niedrig. Ich möchte dies auf den Einfluss der einstigen vulkanischen Zerstörung zurückführen und besonders auf den Boden, der auf durch die Lava entstandenen Plateaus liegt und sumpfig, stark sauer und wässerig ist, also baumfeindlich. Im Winter ist dieses Plateau ausserdem noch durch ungeheure Schneemenge bedeckt, weshalb die Schneedecke sehr lange anhält. Auch können die winterlichen NW-Winde der topographi-

TABELLE X. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze. Sirouma-Gebiet (von Norden nach Süden).

Baumarten	A. Definierung des Standortes					B. Hauptwindwirkung	C. Charakter der Baumgrenze				Durch Schaden	Bemerkungen
	Lokalität	Orographischer Charackter	Neigung	Exposition	Meershöhe		Auftreten der Baumarten	Natürliche Grenze				
								Klimatisch	Edaphisch	Biotisch		
Abies	Yukikura-dake 2610.9 m	runder (konk.) Hauptkamm	20–30°	N	2350 m (2320 m)	Luv	Krüppel, folgt dir. a.d. Wald	starke Windwirkung	bodenbeweglich, Schneedecke gering	—	—	—
,,	,,	Hauptgehänge	20–30°	NW	2330 m (2340 m)	,,	,,	,,	,,	—	—	—
Betula	Zwisch. Yukikura-dake & Hatidake	Haupttal	20–30°	O	2300 m (2250 m)	Lee	normal, folgt dir. a.d. Wald	—	lang anhaltende Schneedecke	Wiesenausdehnung	Lawinenbahn	—
Abies	Hatidake	Hauptgehänge	30°	SW	2400 m (2380 m)	Luv	Krüppel, folgt dir. a.d. Wald	starke Windwirkung	bodenbeweglich, Schneedecke gering	—	—	Gipfelphänomen, Kammphänomen
,,	Ōike	,,	10°	O	2400 m (2400 m)	,,	,,	,,	,,	—	—	—
Betula	Korenge-dake 2768.8 m	Zweigkamm	40–50°	S	2400 m (2300 m)	Lee	vereinzelt, normal	—	Schneedecke viel, Erdrutsch	—	—	—
Larix	Sirouma-dake 2933.1 m	,,	40–50°	O	2300 m (2250 m)	,,	vereinzelt, Krüppel	—	felsig	—	—	—
Abies	,,	Zweigkamm Hauptgehänge	30–40°	NW	2450 m (2400 m)	Luv	Krüppel, folgt dir. a.d. Wald	starke Windwirkung	bodenbeweglich, Schneedecke gering	—	—	—

TABELLE XI. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze. Usirotateyama-Gebirge (von Norden nach Süden).

Baumarten	A. Definierung des Standortes					B. Hauptwindwirkung.	C. Charakter der Baumgrenze					
	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Exposition	Meereshöhe		Auftreten der Baumarten	Natürliche Grenze			Durch Schaden	Bemerkugen
								Klimatisch	Edaphisch	Biotisch		
Betula	Yarigadake 2903.1 m	Fels Zweigkamm	30–40°	O	2550 m (2500 m)	Lee	vereinzelt, normal		Schneedecke viel, Erosion stark	*Abies* sehr wenig		*Abies* wenig
,,	Karamatudake 2696.4 m	Hauptkamm	20°	SO.	2450 m (2400 m)	,,	normal, folft dir. a.d. Wald		felsig, brüchig	,,		Kammphänomen
,,	,,	,,	30–40°	N	2450 m (2360 m)	Luv	vereinzelt, normal		,,	,,		,,
,,	,,	,, & Gehänge	20–30°	SW	2420 m (2400 m)	,,	Krüppel, folgt dir. a.d. Wald		,,			Baumgrenze hinaufgehend
Abies	Daikokudake 1814.4 m	,,	10–20°	S	2400 m (2400 m)	Lee	normal, folgt dir. a.d. Wald				einige Bäume durch Mine	
Betula	Goryûdake 2814.1 m	Zweiggehänge	40–50°	NO	2500 m (2400 m)	,,	vereinzelt, normal		brüchig		Lawinenbahn	
,,	Kasimayarigadake 2889.7 m	Hauptkamm	20–40°	N	2550 m (2500 m)	Luv	Krüppel, vereinzelt	Windwirkung	felsig			
,,	,,	Hauptgehänge	30–40°	W	2600 m (2550 m)	,,	,,	,,				Bodenbedingungen gut
Abies (*Betula*)	Nunobikidake	,,	20–30°	SO	2500 m (2500 m)	Lee	normal, Wald		Schneedecke viel			
,,	Zizigadake 2669.8 m	,,	20–30°	NW	2590 m (2590 m)	Luv	,,	Windwirkung				Kammphänomen
,,	Iwagoyazawadake 2630.3 m	,,	30°	N	2550 m (2550 m)	,,	normal, Wald	,,				,,
Abies	Narusawadake 2641 m	,,	20–30°	N	2550 m (2550 m)	,,	,,	,,				,,
Betula	Akazawadake 2677.8 m	Zweiggehänge	40–50°	NW	2500 m (2460 m)	,,	Krüppel, vereinzelt	,,				,,

TABELLE XII. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze. Die Gegend von Kekatudake bis Mitumatarengedake (von Norden nach Süden).

Baumarten	A. Definierung des Standortes					B. Hauptwindwirkung	C. Charakter der Baumgrenze Auftreten der Baumarten	Bemerkungen
	Lokalität	Orographisher Charakter	Neigung	Exposition	Meereshöhe			
(*Betula*) *Abies*	Tateyama Tenguhira	Zweiggehänge	30–40°	W	2300 m (*Betula*) (2250 m *Abies*)	Luv Wind stark	Krüppel, Horst	Vulkanplateau, Schneedecke viel; Versumpfung
Abies	Gosikigahara	Ebene Plateau	2–5°	O	2460 m (2430 m)	Wind stark	Krüppel, Windform; vereinzelt	sumpfig
,,	Etyūzawadake	Zweiggehänge	40°	NW	2450 m (2400 m *Abies* *Betula Larix*)	,,	normal, folgt dir. a.d. Wald	
,,	Sugōgoya	Hauptgehänge	30°	NW	2450 m (2400 m)	,,	Krüppel, folgt dir. a.d. Wald	

schen Lage wegen mit aller Kraft darüber hinwegwehen. Es ist also das Klima hier alles in allem durchaus baumfeindlich. In der Nähe der Baumgrenze gibt es kleinere, stufenartige Plateaus, auf deren Gehängen, wo der Schnee schneller schmilzt und das Wasser schneller durchsickert, inselartige *Abies*-Ansiedlungen zu finden sind, während auf dem Plateau selber keine Bäume wachsen. Auf diesen Umstand möchte ich noch an anderer Stelle zahlenmässig eingehen.

In der Gegend zwischen Yakusidake und Mitumatarengedake hat *Pinus pumila* besonders gute Verbreitung gefunden, *Abies* findet man besonders die Täler hinaufsteigend, während *Betula* kaum verbreitet und mit *Abies* gemischt ist. Nachstehend habe ich alle Daten von stark windexponierten Standorten, sowie von solchen, deren Topographie sanft und deren Boden fest ist, übersichtlich zusammengestellt.

§ 4. Ebosi-, Sugoroku- und Yarigadake-Gebiet

Diese Gebiete haben ziemlich hohe Kämme und die Baum- und die Waldgrenze sind im allgemeinen ziemlich hoch. Die in Tabelle XIII angeführten Werte sind extra niedrige.

Hier ist die niedrige Baum- und Waldgrenze durch verschiedene Ursachen bedingt. In Kumonotaira ist dafür das sumpfige Plateau, in den anderen Fällen meist der NW-Wind dafür verantwortlich. Auf dem felsigen Kamm der Südseite Momizawadake ist die Ursache die lange Schneedauer und die Bodenbeweglichkeit.

§ 5. Hodaka- und Kasagadake-Gebiet

In dieser Gegend liegt die Baum- und Waldgrenze durchschnittlich höher als ca. 2700 m, bzw. 2600 m, wie Tabelle III zeigte; dagegen haben die in Tabelle XIV verzeichneten Daten eine Erniedrigung von etwa 100 m aufzuweisen.

THORE FRIES (1913) stellte fest, dass im allgemeinen an der Talsohle die Depression der Grenzen zu finden ist und dieselben an den Talgehängen höher werden. Diese Erscheinung nannte er „Talphänomen", dessen Ursache neben der Temperatur die regelmässige Kaltluftdrainage (SHREVE 1912) durch die Windwirkung und die wechselnde Mächtigkeit der Schneedecke, die lange Schneedauer sowie die Erdrutschbewegung u.a. ist. Diese Erscheinung fand auch ich überall im Hida-Gebirge bestätigt. Dazu spielt noch, wie SCHRÖTER (1926 S. 59) schreibt, auch bei dem von R. SCHARFETTER bezeichneten „Gipfelphänomen", der Waldlosigkeit alpiner Gipfel, neben der Nährstoffarmut der Wind eine Rolle; Gipfel allgemein zeigen nach SCHARFETTER eben durch ihre Gipfelform folgende Eigenschaften:

TABELLE XIII. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze. Ebosi-, Sugoroku- und Yarigadake-Gebiet (von Norden nach Süden).

Baum-arten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-wind-wirkung	C. Charakter der Baumgrenze				Durch Schaden	Bemer-kungen
	Lokalität	Orographischer Charakter	Nei-gung	Expo-sition	Meeres-höhe		Auftreten der Baumarten	Natürliche Grenze				
								Klimatisch	Edaphisch	Biotisch		
Abies	Kumono-taira	Plateau	5–10°	SW	2500 m (2450 m)	windex-poniert	normal, inselartig		sumpfig	*Pinus pumila* gut ver-breitet		
Betula Abies	Suisyôdake	Hauptge-hänge	30–40°	O	2500 m (2450 m)	Wind-schatten	normal, Wald				Lawinen	die ganze Gegend ist niedrig
Abies	Akausidake	„	30°	NW	2350 m (2300 m)	Wind	unvoll-kommen Wald	NW-Wind				
Betula	Sugoroku-dake	Hauptkamm Hauptge-hänge	20°	N	2550 m (2480 m *Abies*)	Lee	normal, vereinzelt		sumpfig	*Pinus pumila* gut ver-breitet		
„	Momizawa-dake	runder Haupt-kamm	20–30°	NW	2500 m (2480 m)	Luv	vereinzelt, normal					Kamm-phänomen
„	„	steiler, felsiger Haupt-kamm	20–30°	S	2430 m (2400 m)	Lee	„	Schnee-decke viel	boden-beweglich	*Alnus*, *Pinus* verbrei-tet		

TABELLE XIV. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze. Hodakadake und Kasagadake-Gebiet (von Norden nach Süden).

Baum-	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-	C. Charakter der Baumgrenze			
arten	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Exposition	Meereshöhe	windwirkung	Auftreten der Baumarten	Natürliche Grenze klimatisch	Durch Schaden	Bemerkungen
Betula	Nukedodake	Zweigkamm Gehänge, felsig	30–40°	O	2500 m (2450 m)	Lee	vereinzelt, unvollkommen	langenhaltende Schneedecke	Lawinen	*Alnus*, *Pinus pumila* viel
,,	Minamidake Kitahodakadake	Zweigkamm Gehänge	30–50°	O	2550 m (2500 m)	,,	,,	,,	Erd- und Schneerutsch	*Pinus* stark verbreitet
,,	Zwisch. Kitahodakadake & Karasawadake	,,	30–40°	O	2560 m (2520 m)	,,	,,	,,	,,	*Alnus* und *Pinus* verbreitet
Betula (*Abies*)	Nisihodakadake	Felsige Gehänge	30–50°	SO	2550 m (2500 m)	,,	,,	do., windig		*Pinus* stark verbreitet
Betula	Zyōnendake	Hauptkamm	30°	NW	2580 m (2550 m)	Luv	,,	do., windig	Erdrutsch	,,
Abies	Tubakurodake	Hauptgehänge	30–40°	W	2530 m (2450 m)	,,	,,	do., windig	,,	,,
Betula	Kasumizawadake	Hauptkamm	30°	O	2500 m (2400 m)	,,	,,	do., windig	,,	do., Gipfelphänomen

„1. Sie sind trockener als die Hänge: das Wasser fliesst rasch ab, der Boden wird nicht durch Quellen dauernd berieselt. 2. Sie sind dem Wind aller Richtungen ausgesetzt, welcher a) die Trockenheit verstärkt und b) feine Sedimente und Humus wegbläst, weil das auf der Gipfelpartie auffallende Regenwasser noch keine Gelegenheit hatte, Nährstoffe aufzulösen und weil die in der Gipfelpartie zur Lösung kommenden Stoffe rasch weggeführt werden, die Gipfelpartie also ausgelaugt wird". Ähnliche Gipfelphänomene können wir auch auf den niedrigeren Kämmen im Hida-Gebirge sehr häufig beobachten, wie dies auch wiederholt aus den obigen Tabellen (XII–XIV) hervorging. Besonders in den nördlichen Gegenden wie Sirouma (s. Tab. X–XI) ist dasselbe anzutreffen und wurde von mir „Kammphänomen" benannt. An der Ostseite der Hauptzüge wiederum haben wir viele Beispiele (s. Tab. XIV), dass die Schneemenge und dadurch die äusserst lange Schneedauer sowie Erd- und Schneerutsch stark ausgeprägt sind, wodurch die niedrige Baum- und Waldgrenze (*Betula* und *Larix*, oft auch *Abies*) zustandekommt.

Schliesslich ist die Erniedrigung noch auf den Einfluss der Vulkane zurückzuführen, denn die vielen Lava-Plateaus, auf denen sich *Pinus pumila* gern ansiedelt, lassen durch die Versumpfungserscheinung andere Baumarten nicht mehr aufkommen.

§ 6. Norikura- und Ontake-Gebiet

Wie in der Tateyama-Gegend konnte ich im Norikura- und Ontake-Gebiet bei der niedrigen Baum- und Waldgrenze den Einfluss der Vulkane bestätigt finden (s. Tab. XV).

In beiden Gegenden sind also sehr junge Ansiedlungsstadien von *Betula* zu erkennen. Beim Fortschreiten dieses Sukzessionsvorganges dringt *Abies* in die *Betula*-Zone ein und die ganze Baumgrenze geht sehr lebhaft weiter hinauf. Die Nord- und Ostseite vom Ontake haben viel fortgeschrittenere Sukzessionsstadien als die S- und W-Seite aufzuweisen, wie Tabelle XV zeigte. Das ist durchaus in Übereinstimmung mit den Ausbrüchen dieses Vulkans, die von NO- in SW-Richtung vor sich gegangen sind.

An der niedrigen Baum- und Waldgrenze dieser Vulkane gibt es viele verschiedene Sukzessionsreihen, weshalb man ihre Höhe nicht einfach mit derjenigen anderer Urgebirge vergleichen kann.

TABELLE XV. Die niedrigere Baum- und Waldgrenze. Norikura- und Ontake-Gebiet (von Norden nach Süden).

Baumarten	A. Definierung des Standortes					B. Haupt-windwirkung	C. Charakter der Baumgrenze Auftreten der Baumarten	Bemerkungen
	Lokalität	Orographischer Charakter	Neigung	Exposition	Meereshöhe			
Betula	Norikura Hauptgipfel 3026.3 m	runder Kamm u. Haupthänge	20–30°	NW	2560 m (2550 m)	Luv	folgt dir. a.d. Wald	Gipfelphänomen, natürliche Verjüngung
Abies, *Betula*	nördl. von Yotudake	Hauptgehänge	30°	N	2500 m (2450 m)	Luv, besonders stark exponiert	,,	*Abies* geht aufwärts bis in *Betula* hinein
,,	Onyu	,,	10–20°	W	2590 m (2480 m *Abies*)	Luv, exponiert	,,	,,
,,	Norikura Südseite	,,	30°	S	2560 m (2500 m *Abies*)	Lee	,,	,,
Betula	Norikura Ostseite	,,	20°	O	2550 m (2500 m)	exponiert	,,	*Betula*: I, II, III, IV
Betula	Ontake Hauptgipfel 3063.4 m	Hauptgehänge	20–30°	S	2560 m (2540 m)	exponiert	,,	*Betula* in den Stadien I, II, III, IV, hinaufgehend. *Pinus pumila* viel
,,	,,	,,	30°	O	2580 m (2550 m *Abies*)	Lee	,,	*Pinus pumila* viel
Betula, *Abies*	,,	,,	30–40°	NW	2550 m (2500 m)	Luv, exponiert	,,	Windwirkung gross, *Abies* dringt in *Betula* ein
Abies (*Betula*)	,,	,,	30°	N	2500 m (2480 m)	Luv	,,	,,

V. Kapitel. Die Ursachen der Baum- und Waldgrenze

A. Klimatische Faktoren

§ 1. Wärmeverhältnisse im allgemeinen

Die wenigen, für die Baumgrenze im Hida-Gebirge gültigen meteorologischen Daten wurden zwar dem Studium der Baum- und Waldgrenze zugrundegelegt, aber solche Zahlenwerte, die unter ganz anderen Gesichtspunkten gewonnen wurden, sind überhaupt nur zum Teil, und dann auch nur bedingt, für phytoklimatische Studien verwendbar. Wie im ersten Kapitel ausgeführt wurde, nahm man an, dass der Baumwuchs an der alpinen Grenze mit der mittleren Temperatur der wärmsten Monate (in den Alpen: Juli, im Hida-Gebirge: August) innig verknüpft sein müsse. KÖPPEN (1919) nahm die mittlere Temperatur des wärmsten Monats zwischen 7° und 11°, meist zwischen 9° und 10.5°C an. Auch WEGENER (1923) wies darauf hin, dass in allen Breiten im Gebirge die Baumgrenze und die 10°C Isotherme des wärmsten Monats auffallend nahe zusammenkommen (vergl. E. ECKARDT 1924). K. IMANISHI (1935) behauptete für das Hida-Gebirge das Übereinstimmen der 10°C Isothermen mit der Waldgrenze. Es ist aber unerlässlich, die monatlichen Mittel der höchsten Tagestemperaturen zusammen mit der Sonnenscheindauer zu berücksichtigen. Leider aber sind nur die nachstehenden Zahlen für das Hida-Gebirge festgestellt worden:

	Monat	Monatsmittel des Tagesmax.	Sonnenscheindauer in Stunden
Tateyama in 2454 m Höhe nahe der Baumgrenze (1922–1929)	Juli	14.4°C	133.0
	August	16.6°C	149.7

Es wurde vielfach der Versuch gemacht, den kausalen Zusammenhang von Temperatur und Baumgrenze, bzw. Pflanzenverbreitung durch Aufstellung von Temperatur-Grenzen klarzumachen. Diese Theorie leidet jedoch unter Einseitigkeit, da sie sich in der Hauptsache nur den thermischen Verhältnissen widmet und die Gesamtheit der klimatischen Faktoren zu wenig berücksichtigt. Das zufällige Zusammenfallen von einem gewissen Temperaturverlauf mit der Baumgrenze ist die Ursache geworden, dass seit DE QUERVAIN (1903) die Temperatur wieder und wieder zur Erklärung des Verlaufs der Baumgrenze herangezogen wurde. Wir werden jedoch unten zeigen, dass die klimatische Baum- und die Waldgrenze nicht ausschliesslich von den Wärmeverhältnissen der Luft abhängig sind.

Das Hida-Gebirge liegt als Ganzes im Herzen von Honsyū. Es steht im Sommer unter dem Einfluss vom Pazifischen Ozean (Seeklima) mit

hauptsächlich SO- und SW-Winden, und im Winter unter demjenigen des Sibirischen Hochdrucks (kontinentales Klima), weshalb die Temperaturmittel unter denen nördlicherer Breitengrade zu liegen scheinen.

In der folgenden Tabelle seien die meteorologischen Daten der untersuchten Gebiete aus einer Höhe etwas oberhalb der Baumgrenze verzeichnet.[1]

TABELLE XVI. Temperaturverhältnisse nahe der Baumgrenze in Grad Celsius.[2]

Ort u. Messungshöhe	Dauer d. Messungen	Mittelwert um 10 Uhr	Mittelwert des tägl. Max.	Mittelwert des tägl. Min.	Höchstwert des tägl. Maximums	Mindestwert des tägl. Minimums
Tateyama 2454 m	1922–1935	Jul. 12.9 Aug. 13.6	14.4 16.4	7.5 9.1	21.1 (9/7/24) 21.7 (15/8/26)	0.4 (3, 9/7/26) 0.4 (30/8/29)
Tubakurodake 2700 m	1932–1936	Jul. 13.8 Aug. 12.7	16.7 15.6	8.6 8.5	23.0 (23, 26, 28/7/32) 21.5 (1/8/32)	2.5 (3/7/32) 1.0 (27/8/34)
Siroumadake 2720 m	1930–1936	Jul. 11.9 Aug. 11.8	13.4 14.6	6.4 7.5	20.6 (31/7/32) 18.7 (22, 23/8/33)	—0.2 (17/7/31) 0.5 (5/8/34)
Norikuradake 2766 m	1924–1928	Jul. — Aug. 10.05	— 13.67	— 6.81	— 18.6 (29/8/26)	— 0.6 (31/8/27)
Ontake 3059 m	1930–1936	Jul. 12.4 Aug. 11.3	14.1 14.5	6.6 6.0	26.2 (8/7/30) 21.3 (21/8/31)	0.5 (16/7/31) 2.2 (9/8/35)

Alle die obigen Mittelwerte für Juli und August liegen meit höher als 10°C an Orten oberhalb der Baumgrenze. — Ich errechnete nun die theoretischen Mittelwerte der Temperatur des wärmsten Monats an der Baumgrenze mit Berücksichtigung der Exposition, der Saison und der klimatischen Verhältnisse.

TABELLE XVII. Die theoretisch errechnete Mitteltemperatur in Grad Celsius und die der 10°C Isothermen entsprechende Baumgrenzhöhe.

		Tateyama		Sirouma
Baumarten		*Betula*	*Betula*	*Betula*
Seite		W	O	SO
Tatsächliche Baumgrenze		2350 m	2500 m	2640 m
Errechneter Mittelwert	Juli August	11.35 13.05	9.55 13.05	13.51
Eerrechnete, der 10°C Isothermen entsprechende Baumgrenze	Juli August	2599 m 2899 m		

1) Die Juli-Beobachtungen beginnen meist vom 10.d.M. an.
2) Diese sowie die weiter unten angeführten Daten für die in Rede stehenden fünf Orte wie auch für Husiki habe ich den meteorologischen Jahrbüchern der verschiedenen Bezirke entnommen.

Demnach liegt also die theoretische Mitteltemperatur an der Baumgrenze immer höher als die 10°C Isotherme, welche in der alpinen Stufe des Hida-Gebirges oberhalb der Baumgrenze verläuft. Der Verfasser versteht mit BROCKMANN-JEROSCH, dass der Baumwuchs mit der Baumgrenze wohl in einer bestimmten Beziehung steht, nicht aber in ursächlichem Zusammenhang. Allerdings ist die Übereinstimmung zwischen einer Verbreitungsgrenze und einer klimatischen Linie nie vollkommen. Dies kommt einmal daher, dass das Standortsklima vom Grossklima im allgemeinen stark abweicht; weiter daher, dass das Gedeihen einer Art und ihre Behauptung im Wettbewerb mit anderen Arten von sehr vielen Faktoren abhängen, die mit- und gegeneinander wirken und sich daher bald verstärken, bald abschwächen oder auch ersetzen. Überhaupt liegen die Verbreitungsgrenzen einer Art fast nie dort, wo diese überhaupt nicht mehr zu gedeihen vermag, sondern dort, wo sie infolge der ihr ungünstig werdenden Bedingungen im Wettkampf zu unterliegen beginnt. Dadurch sind die Verbreitungsgrenzen einer Art immer dynamisch. Die Baum- und die Waldgrenze im Hida-Gebirge sind meistens im Steigen begriffen, was ich später anhand der biologischen Faktoren beweisen möchte. Die Höhe der Wärme und die Länge der Vegetationszeit wirken selbstverständlich auch auf die Physiognomie der einzelnen Pflanzen und der ganzen Vegetation. Die Wärmewirkung der Vegetationsdauer ist von ganz fundamentaler Bedeutung. Das Austreiben der jungen Sprosse und die Aufnahme der Kambiumtätigkeit stehen in engem Zusammenhang mit der Erwärmung derselben. Von diesem Standpunkt aus habe ich gelegentlich die Temperatur der Kambiumschicht im Winter gemessen (E. SHRATZ u. G. FRITZSCHE 1932, BR. HUBER 1935).

§ 2. Wärmehaushalt der Bäume nahe der Baumgrenze

Am 15. Januar 1935, an einem wolkenlosen Schönwettertag mass ich (in 2 m Höhe) die Wärmeverhältnisse bei *Picea jezoensis* auf dem Hakutōsan (Korea) in ca. 1500 m Höhe mit der thermoelektrischen Nadel nach Prof. KORIBA zwischen 11 und 17 Uhr. Während dieser Zeit war die Knospen-Temperatur meist höher als bei den anderen Teilen von *Picea* und zwar ca. –4.8, –8.0°C, während die Kambium-Temperatur vom Stamm in 10, 20, 30, 40 und 50 cm von der Schneeoberfläche zwischen jeweils –4.8, –4.9, –5.0, –6.0, –6.1°C und –8.0, 7.9, –8.9, –4.9, –9.0°C schwankte. Die gleichzeitig gemessene Lufttemperatur in 1 m Höhe war –6.2 bis –12.0°C (Tab. XVIII — vergl. J. H. EHLERS 1915, K. TAKAHASHI 1935).

Am 21. Februar 1935 mass ich in Kyūkazawa (ca. 1500 m) bei *Larix leptolepis* (2 m Höhe) Luft- und Kambium-Temperatur, sowie Wind, Feuchtigkeit, Schnee- und Knospen-Temperatur etc. (vergl. R. B. HARVEY 1923) und erhielt die in Tabelle XIX gezeigten Daten.

TABELLE XVIII. Messung in Grad Celsius vom 1/1/35 11.3 Uhr bei *Picea jezoensis* (in 2 m Höhe von der Schneeoberfläche; Schwarzkugelthermometer von R. Füss 38.5–39.3°C.

	Sonnenseite	Schattenseite	Differenz
Luft (1 m Höhe)	—6.5 (im Blätterschatten)	—11.0	4.5
Rinde	—3.9	— 4.3	0.4
Kambium	—6.5	— 8.0	1.5
Übertemperierung des Blattes	Schattenblatt —7.0	—10.0	
	—0.5	1.0	

TABELLE XIX. Luft- und Kambium-Temperatur in Grad Celsius (Schwarzkugelthermometer von R. Füss 44.8°C).

	12 Uhr	13 Uhr	14.30 Uhr
2 m oberhalb der Schneeoberfläche	11.0	9.5	6.0
1 m oberhalb der Schneeoberfläche	4.5	11.0	8.9
Differenz	6.5	2.5	2.9
Kambium-Temp. in 1 m Höhe	4.5	11.0	8.9
Lufttemperatur in 1 m Höhe	1.0	2.0	1.5
Differenz (Übertemperierung)	3.5	9.0	7.4

Was für Temperaturen die Nadeln unter der Insolation an freien Standorten erreichen, wissen wir überhaupt noch wenig (vergl. G. FRITZSCHE 1933). Am 9. April 1935 machte ich wiederum bei wolkenlosem Wetter in Tateyama in 2400 m an der Baumgrenze bei *Abies Mariesii* Messungen unter der starken Frühlingsstrahlung an den Spitzenteilen des Baumes in 1 m Höhe von der Schneeoberfläche, während welcher nahezu kein Wind herrschte (Tab. XX):

TABELLE XX. Messung vom 9/4/35 in Grad Celsius (Schwarzkugelthermometer von R. Füss 58.8°C auf dem Baum, 59.4°C auf d. Schneeoberfläche).

		Sonnenblatt	Luft im Blatt-schatten	Differenz (Übertem-perierung)
Sonnenseite:	10.30 Uhr	18.5	7.0	11.5
Schattenseite:	10.40 "	7.0	7.0	0.0
		Sonnenseite	Schattenseite	Differenz
Knospeninneres	10.30 Uhr	17.5	4.5	13.0
Zweig (Kambium)	11.00 "	11.0	8.0	3.3
Stamm (Kambium)	10.30 "	7.0	6.5	0.5

Im Sommer 1935 mass ich dann die Wärmeverhältnisse der verschiedenen Holzarten mittels der thermoelektrischen Nadel an der Baumgrenze

vom Ontake (Kurozawa) in einer Höhe von ca. 2400–2500 m und konstatierte die in Tabelle XXI wieder gegebenen Daten (vergl. A. SEYBOLD u. F. BRAMBRING 1933):

TABELLE XXI. A. Messung vom 3/6/35 (10.30 bis 11.00 Uhr) in 2500 m Höhe direkt oberhalb der Baumgrenze an *Sorbus japonica* in Grad Celsius.

Bodenhöhe in cm	Knospeninneres	Stamm (Kambium)	Luft (Stammschatten)	Boden
ca. 90	9.9	9.9	7.3	—
80	9.0	10.9	—	—
70	10.0	10.8	—	—
60	10.0	10.3	8.2	—
50	11.6	—	—	—
40	11.4	11.0	—	—
30	11.8	11.8	9.8	—
20	—	11.6	—	—
10	—	11.6	9.0	—
Oberfläche	—	—	—	11.4
−10	—	—	—	12.1
−20	—	—	—	11.0

B. Messung vom 3/6/35 (11.00 bis 11.30 Uhr) nahe vom obigen Standort an *Alnus Maximowiczii* in Grad Celsius.

Bodenhöhe in cm	Knospeninneres	Stamm (Kambium)	Luft (Stammschatten)	Boden
ca. 80	10.2	12.0	8.9	—
70	11.1	—	—	—
60	11.9	11.1	—	—
50	11.3	11.9	9.9	—
40	11.1	—	—	—
30	—	13.0	8.5	—
20	—	14.9	—	—
10	—	16.1	—	—
Oberfläche	—	—	—	8.0
−10	—	—	—	7.1
−20	—	—	—	8.1

C. Messung vom 3/6/35 (11.36 bis 12.00 Uhr) nahe vom obigen Standort an *Pinus pumila* in Grad Celsius.

Bodenhöhe in cm	Knospeninneres	Stamm (Kambium)	Luft (Stammschatten)	Boden
ca. 50	11.0	11.5	8.3	—
40	11.3	13.0	—	—
30	—	13.1	9.0	—
20	10.6	14.0	9.0	—
Oberfläche	—	—	—	10.5
−10	—	—	—	8.0
−20	—	—	—	6.0

Während der obigen Messungen zeigte das Schwarzkugelthermometer von R. FÜSS 30.7°C und es war nahezu windstill (vergl. R. HARDER 1930).

Am 5. Juni des gleichen Jahres machte ich dann direkt unterhalb der Baumgrenze in ca. 2400 m Meereshöhe thermoelektrische Messungen der Wärmeverhältnisse bei *Abies Mariesii*, *Picea hondoensis* und *Betula Ermani* var. *communis*, während welcher das Schwarzkugelthermometer von R. FÜSS 45.4°C zeigte und fast kein Wind bemerkbar war (Tab. XXII).

TABELLE XXII. A. Messung vom 5/6/35 (9.10 bis 9.50 Uhr) in 2400 m Höhe direkt unterhalb der Baumgrenze in unmittelbarer Nähe der Schneedecke bei *Abies Mariesii* in Grad Celsius.

Bodenhöhe in cm	Knospe	Stamm (Kambium)	Luft	Schnee
ca. 80	9.5	9.9	9.1	—
70	9.1	10.0	—	—
60	—	9.1	—	—
50	—	9.1	—	—
40	—	9.1	—	—
30	—	9.8	9.0	—
20	—	9.0	—	—
10	—	8.0	—	—
Oberfläche	—	—	—	0.0
–10	—	—	—	0.0

B. Messung vom 5/6/35 (10.00 bis 11.00 Uhr) in 2400 m Höhe direkt unterhalb der Baumgrenze auf sumpfigen Standort bei *Picea hondoensis* in Grad Celsius.

Bodenhöhe in cm	Knospe	Stamm (Kambium)	Luft	*Sphagnum*
ca. 70	10.2	10.3	9.0	—
60	10.1	9.8	—	—
50	9.0	9.5	—	—
40	—	10.2	—	—
30	10.0	11.1	9.1	—
20	—	—	—	—
10	—	—	—	5.1–6.1

C. Messung vom 5/6/35 (11.00 bis 12.00 Uhr) in 2400 m Höhe direkt unterhalb der Baumgrenze in unmittelbarer Nähe der Schneedecke bei *Betula Ermani* var. *communis* in Grad Celsius.

Bodenhöhe in dm	Knospe	Stamm (Kambium)	Luft	Schnee
ca. 100	11.0	12.1	9.9	—
90	11.8	10.9	—	—
80	11.1	11.0	—	—
70	10.8	11.0	—	—
60	11.2	11.0	—	—
50	11.0	10.9	9.8	—
40	—	11.2	—	—
30	—	10.1	—	—
20	—	7.0	—	—
10	—	4.1	—	—
Oberfläche	—	—	—	0.0
– 5	—	—	—	–0.1
–10	—	—	—	0.0

Während der obigen Messungen betrug die Windstärke durchschnittlich 0.6 m/sek, vor Beginn derselben wurde gegen 8 Uhr die schmelzende Schneetemperatur thermoelektrisch festgestellt.

	Grad Celsius
Lufttemperatur in 1 m Höhe von d. Schneeoberfläche:	7.8
Lufttemperatur nahe der Schneeoberfläche:	6.1
Schneetemperatur auf der Schneeoberfläche:	0.0
5 cm darunter:	0.0
10 cm darunter:	0.0
15 cm darunter:	0.0
20 cm darunter:	–0.1
30 cm darunter:	–0.2

Während bei schwachem Wind die obigen Befunde nicht sehr ins Gewicht fallen, spielt die abkühlende Wirkung des Windes bei exponiert stehenden Exemplaren eine ganz bedeutende Rolle, denn dadurch kommen die grossen individuellen Unterschiede an einunddemselben Standorte zustande. Das fand ich überall an der Baumgrenze von neuem bestätigt (H. H. CLUM 1926).

Dagegen konnte ich an derselben nirgends Spät- und Frühfrostwirkungen feststellen. Wohl aber gibt es sicher unter besonderen Klimaverhältnissen Fälle, wo die Bäume an der Baumgrenze nicht genügend Wärme haben, um ihre kambiale Tätigkeit zu entfalten. Die Zweigspitzen sterben dann durch die Winterkälte ab und sie werden dann bald wie Sträucher. Das ist jedoch nur dann der Fall, wenn das Wärmeklima ausnahmsweise plötzlich kälter als im gewöhnlichen Jahreskreislauf wird. Der Spätfrost führt zwar auch zu solchen Resultaten, aber in diesem Fall sterben die Bäume selten ganz ab, sondern meist nehmen nur die Zweigspitzen Schaden.

In Tab. XXIII wollen wir die Maximum- und die Minimum-Temperaturen am Tateyama einer Betrachtung unterziehen.

TABELLE XXIII. Maximum-und Minimum-Temperatur nahe der Baumgrenze vom Tateyama (2454 m) in Grad Celsius.

Jahr	Tag	Absol. Max.	Abs. Min. (im Haus unter dem Schnee)	Abs. Jahresschwankung	Abs. Min. am Tateyama-Gipfel
1922/23	19. Aug.	20.9	–16.8	37.7	–28.5
1923/24	16. Aug.	19.5	—	—	*–31.6*
1924/25	9. Jul.	21.1	–15.7	36.8	—
1925/26	18. Jul.	19.5	–11.8	31.3	–26.2
1926/27	15. Aug.	*21.7*	–14.9	36.6	–25.0
1927/28	29. Jul.	19.2	–14.2	23.4	–25.8
1928/29	17. Aug.	20.0	–19.0	39.0	–29.2
1929/30	25. Jul.	20.7	–15.5	36.2	–25.7
Mittel:		20.3	–15.4	35.7	–27.4

TABELLE XXIV. Das absolute Maximum der Lufttemperatur im August auf dem Norikura in einer Höhe von 2766 m in Grad Celsius.

Jahr	Tag	Abs. Max. der Lufttemp.	Jahr	Tag	Abs. Max. der Lufttemp.
1924	12.	17.7	1930	5. u. 23.	18.4
1925	21.	16.4	1931	20.	19.2
1926	29.	18.6	1932	2.	17.0
1927	23.	16.8	1933	6. u. 12.	15.4
1928	17.	16.3	Mittel:		17.4
1929	6.	18.0			

TABELLE XXV. Maximum-Temperaturspanne der täglichen Lufttemperatur am Tateyama und am Norikura in Grad Celsius.

Jahr	Tateyama (2454 m)		Norikura (2766 m)
	Juli	August	August
1922	10.1	11.3	—
1923	9.6	10.0	—
1924	*12.5*	11.2	11.7
1925	10.9	10.2	10.9
1926	11.3	13.2	10.9
1927	9.8	10.3	11.3
1928	12.0	11.4	11.8
1929	11.4	12.1	12.4
1930	—	—	12.0
1931	—	—	13.1
1932	—	—	10.8
1933	—	—	10.5

Es ist klar, dass die Pflanzen durch ihre fortgesetzte Tätigkeit nicht die Temperatur, sondern die Wärme summieren, die ihnen in jedem Monat zur Verfügung steht. Die oben gegebenen Lufttemperaturen haben für das Grenzproblem nur einen bedingten Wert, und der Pflanzenökologe wird wohl oder übel neben der meteorologischen Lufftemperatur auch der Temperatur innerhalb der Gewächse selbst und direkt über dem Boden genaueste Beachtung schenken müssen, wie dies G. KRAUS (1911), A. SHADE (1912) u.a. angefangen haben, und später von P. MICHAELIS (1932, I), G. SCHRECKENTHAL-SCHIMITSCHEK (1934) weiter fortgeführt wurde, die an der Baumgrenze klein- und mikroklimatische Messungen ausführten.

Aus den Temperaturangaben errechnete ich das Verhältnis der Sonnenscheindauer zwischen Tateyama (Observatorium—2454 m) und Husiki (Observatorium—13.4 m), die beide ca. 55 Luftkilometer voneinander entfernt sind.

TABELLE XXVI. Das Verhältnis der Sonnenscheindauer zwischen Tateyama und Husiki in Stunden (nach dem JORDAN'schen Sonnenschein-Autograph).

Jahr	Tateyama				Husiki	
	Juli (Stunden)	% von Husiki	August (Stunden)	% von Husiki	Juli (Stunden)	August
1922	105.33	ca. 55	159.90	ca. 60	188.9	263.1
1923	48.62	41	169.06	56	118.9	298.8
1924	234.88	86	175.34	68	273.2	256.8
1925	163.56	78	148.92	67	208.5	222.2
1926	133.73	66	134.09	68	201.4	195.0
1927	110.67	71	113.02	77	154.7	146.7
1928	126.10	60	170.10	69	205.3	245.5
1929	140.97	72	126.87	55	195.6	225.0
Bernina Hospiz 2309 m[1]	233.0		251.0			
Säntis 2500 m[2]	163.0		184.0			

1) kontinental — nach E. RÜBEL (BROCKMANN 1927 S. 247).
2) maritim — nach MAURER (Ebenda S. 248).

§ 3. Wasserhaushalt an der Baum- und Waldgrenze

a. Feuchtigkeit und Verdunstung. Die Feuchtigkeit in der Höhe ist örtlich und zeitlich stark veränderlich. Die Feuchtigkeitsminima sind meist nur vorübergehend und dauern oft nur höchstens einige Stunden, sie sind meistens im Winter bei heiterem Wetter zu beobachten, z.B. mass ich an der Waldgrenze von Sirouma-Tugaike am 10. März 1939 7 Uhr mit dem Schleuderthermometer von W. KOCH 12% relative Feuchtigkeit (vergl. G. und P. MICHAELIS 1934 IV). Es scheint, dass solche Werte in den Höhen gar nicht selten sind. DORNO (1927 S. 11) mass in den Alpen im Januar das exorbitante absolute Minimum von nur 5%. Im Sommer ist in den Höhen die Feuchtigkeit verhältnismässig gross, deshalb fand ich an der Baumgrenze bei natürlich gewachsenen Bäumen nur selten Schädigungen, die direkt auf die Lufttrockenheit zurückzuführen sind.

In Tab. XXVII seien die Feuchtigkeitsverhältnisse und die (Wasser-) Dampfspannung auf dem Tateyama (in 2454 m Höhe) und in Husiki (13.4 m) in Meereshöhe gezeigt.

Das absolute Minimum der relativen Feuchtigkeit beträgt im Juli 15% (Tateyama 2454 m, 22/7/25 8 Uhr); die nächstniedrigen Werte von 20–26% traten noch etwa dreimal im gleichen Monat auf. Im August betrug das absolute Minimum 14%, sowohl für Tateyama wie auch für Norikura (2454 m, 30/8/29 24 Uhr, bzw. 2766 m, 30/8/29 22 Uhr). Die grösste Trockenheit tritt im Winter auf; der Dampfdruck nimmt mit der Höhe ab. In HANN-SÜRING's Lehrbuch der Meteorologie (1926 S. 253) werden die in Tab. XXVIII gegebenen Tagesschwankungen des Dampfdruckes auf

Berggipfeln angeführt, die ich durch Angaben für Tateyama aus dem dortigen meteorologischen Observatorium ergänzt habe.

TABELLE XXVII. Feuchtigkeitsmittel und durchschnittliche Dampfspannung im Juli und August auf dem Tateyama und in Husiki.

Jahr	Tateyama				Husiki			
	Juli		August		Juli		August	
	Feucht. (%)	Dampfsp. (mm)	Feucht. (%)	Dampfsp. (mm)	Feucht. (%)	Dampfsp. (mm)	Feucht. (%)	Dampfsp. (mm)
1922	87	8.5	82	9.3	79	19.2	77	21.0
1923	90	8.3	78	8.8	83	17.3	75	20.3
1924	75	8.2	79	8.9	79	20.4	79	20.6
1925	82	7.5	77	8.1	81	17.5	78	19.5
1926	87	7.2	85	8.8	78	17.4	81	19.6
1927	91	8.9	85	8.8	82	19.8	82	19.6
1928	85	8.3	81	8.5	80	18.8	79	19.1
1929	83	8.9	82	8.6	79	19.9	81	20.1

TABELLE XXVIII. Täglicher Gang des Dampfdruckes auf Berggipfeln.[1])

Uhr	Alpen ca. 47°N 2960 m	Ontake 35.9°N 3055 m	Huzi 35.4°N 3733 m	Tateyama 36.3°N 2454 m	
				Juli	August
0	4.48	5.64	5.2	—	—
2	4.43	**5.61**	5.0	7.6	7.9
4	4.38	5.93	**4.9**	—	—
6	**4.37**	6.09	5.0	**7.6**	**7.7**
8	4.55	6.53	5.6	—	—
10	4.97	7.38	5.7	8.5	9.1
12	5.48	7.82	5.8	—	—
14	*5.80*	*8.13*	6.2	*9.3*	*10.0*
16	5.76	7.71	*6.3*	—	—
18	5.39	6.63	5.5	8.8	9.5
20	4.93	6.00	5.3	—	—
22	4.62	5.92	5.2	7.9	8.2
Mittel:	4.93	6.62	5.49	8.2	8.7

1) Fettschrift: tägliches Minimum, kursiv: tägliches Maximum.

Die Verdunstungskraft in den bedeutenderen Höhen ist eine grössere und wechselreichere des verminderten Luftdruckes, der starken Luftbewegung und des rasch wechselnden Sonnenscheins wegen. Es ist unbedingt erforderlich, in Zukunft derartige quantitative Messungen im Hida-Gebirge anzustellen.

b. Niederschläge. Infolge der Abkühlung der aufsteigenden Luftströmungen und der damit verbundenen Kondensation des Wasserdampfes kommen in den Höhen viele Niederschläge zustande, die besonders auf

der Luvseite der Gebirge herabkommen. Im Hida-Gebirge stehen die südlichen Teile wie Ontake, Norikura etc. unter dem Einfluss vom Sommermonsun mit vorwiegend SW-Winden und vielem Regen. Dagegen sind im Winter die nördlichen Gegenden wie Tateyama und Sirouma von den winterlichen NW-Winden beeinflusst, die grosse Schneemengen mit sich bringen. Ausserdem muss noch gesagt werden, dass die Randketten der Gebirge von der Meeresseite her den Hauptanteil des jährlichen Niederschlags erhalten. Diese Verhältnisse erkennen wir klar aus der nachstehenden Tabelle.

TABELLE XXIX. Mittlere Niederschlagsmenge in mm nahe der Baumgrenze im Hida-Gebirge.

			Juli	August
Tateyama	2454 m	1922–1929	664.1	471.2
Sirouma	2720 m	1930–1936	409.7	222.5
Tubakuro	2700 m	1930–1936	183.3	195.3
Norikura	2766 m	1923–1933	—	296.4
Ontake	3059 m	1930–1936	338.9	459.5

(Tubakuro hat wenig Regenmengen aufzuweisen, weil diese Gegend weit vom Meer entfernt liegt).

Im Folgenden möchte ich die sommerliche, mit der Höhe erfolgende Regenzunahme zwischen Tateyama und Husiki berechnen.

TABELLE XXX. Sommerliche Niederschlagsverhältnisse zwischen Tateyama (2454 m) und Husiki (13.4 m) und Norikura (2766 m auf der Passhöhe).

Jahr	Juli			August			
	Tateyama mm	Husiki mm	Verhältnis Ta./Hu.	Tateyam mm	Husiki mm	Verhältnis Ta./Hu.	Norikura mm
1922	634.4	145.8	4.3	572.3	168.8	3.4	—
1923	933.3	271.9	3.4	110.7	11.5	9.6	—
1924	431.9	157.0	2.7	462.4	114.3	4.0	253.5
1925	431.6	172.0	2.5	191.8	22.9	8.4	218.5
1926	682.8	149.1	4.6	1237.5	208.5	5.9	458.5
1927	425.4	255.3	1.7	368.5	151.1	2.4	290.8
1928	1446.0	71.0	20.3	202.2	37.8	5.3	214.3
1929	327.0	107.7	3.0	624.1	142.2	4.4	441.2
Mittel	664.1	166.2	3.4	471.2	107.1	4.9	312.8

Die Norikura-Werte sind kleiner als die von Tateyama, weil dieses Gebiet fern von der Randkette liegt und dieselben ausserdem auf der Passhöhe vermessen wurden. Alle Daten sind jährlich sehr voneinander verschieden.

Leider liegen für die Baumgrenze des Hida-Gebirges noch keine ganzjährigen Messungen vor, deshalb musste ich mich mit den langjährigen Beobachtungen der Husiki Station begnügen, welche hier aufgeführt seien.

TABELLE XXXI. Durchschnittliche Jahresniederschläge in Husiki (13.5 m) für die Jahre 1919–1936.

Monat	mm	Monat	mm
I	244.6	VIII	140.6
II	178.9	IX	191.5
III	149.8	X	170.3
IV	131.6	XI	223.8
V	69.1	XII	300.9
VI	131.4	Total	2166.5
VII	204.0		

Die Niederschlagsmenge der Winterszeit beträgt in Husiki 52.1% des ganzen Jahres.

Zeit im Gebirge	% vom ganzen Jahr
Frühling (IV–VI)	15.3
Sommer (VII–VIII)	15.9
Herbst (IX–X)	16.7

Der Klimatypus dieser Gegend ist im Winter feucht und im Sommer trocken. Aus diesem Grunde hat im Winter das Gebirge im Nordteil des Hida-Gebirges enorme Schneemengen. Das Husiki Observatorium berechnete die jährlichen Niederschlagsmengen für Tateyama mit 4000–5000 mm.

Um die Niederschlagszunahme mit der Höhe auf dem Nordhang Tateyamas festzustellen, zog ich 31 Orte zwecks Untersuchung in mein Beobachtungsnetz. Die Zunahme pro 100 m Anstieg ist jedoch örtlich sehr verschieden, wie nachstehende Beispiele zeigen.

TABELLE XXXII. Niederschlagszunahme pro 100 m auf dem Nordhang von Tateyama.

Ort	Meereshöhe m	Jährliche Niederschläge mm	Zunahme pro 100 m mm
Namerikawa	3	1945.9	
			565
Kamiiti	50	2327.2	
			317
Sirahagi	380	3373.3	
			424
Kaneturu	442	3636.2	

Nach KNOCH und REICHEL (1931) ist es schwierig, sichere Aufschlüsse über die Niederschlagszunahme mit der Höhe und in den Alpen auch über einer bestimmten Höhenlage, von welcher an die Zunahme in eine Abnahme umschlägt, zu bekommen. Dazu ist noch der Unterschied der Regenmenge im Sommer zwischen Luv und Lee in der Nähe der Hauptkämme nicht so gross, während derselbe im Winter dort bedeutend ist.

Diese Verhältnisse sind jedoch gerade für die Baumgrenze von grösster Wichtigkeit. Grossklimatisch aber hat in den Höhen die jährliche Niederschlagsmenge für die Baumgrenze keine so grosse Bedeutung. Wenn auch die Gegend in den Höhen sich mehr und mehr von der Küste entfernt oder ihr näherkommt, so bestehen dabei keine so auffallenden Unterschiede wie bei dem Vergleich mit niedrigen Orten. Diese Verhältnisse gehen deutlich aus den Tabellen XXIX und XXXIII hervor, in denen ich nur einige Beispiele gezeigt habe.

TABELLE XXXIII. Durchschnittliche jährliche Niederschlagsmenge je nach der Entfernung vom Japanischen Meer.

Ort		Dir. Entfernung vom Jap. Meer km	Höhe m	Durchschn. jährl. Niederschläge mm
Nordabhänge des Hida-Gebirges	Asikura	ca. 40	375	2603.2
	Kaneturu	30	442	3636.2
Westseite des Hida-Gebirges	Hunatu	50	392	1857.2
	Hurukawa	60	500	1279.7
	Hō	60	600	1834.0
Ostseite des Hida-Gebirges	Minamiotari	50	540	1947.1
	Hokuzyō	50	709	1781.7
	Ōmati	60	727	1295.6

c. Schneedecke. Wenn die Niederschläge in der Form von Schnee lange auf dem Boden bleiben, so hat dies auf die Baumgrenze verschiedene bedeutende Einflüsse. Bis jetzt wurde die Schneegrenze im allgemeinen als eine klimatische Grenze betrachtet; nachdem ich sie jedoch jahrelang bis in alle Einzelheiten beobachtet habe, musste ich feststellen, dass es sich hier um eine Grenze handelt, welche in der Höhe durch die Orographie, Bodenbeschaffenheit, Himmelsrichtung, Windrichtung und Windstärke, Vegetationsdecke usw. beeinflusst wird. Die Dauer der Schneedecke im Gebirge wird von all diesen Faktoren gemeinsam bedingt; mit anderen Worten, sie wird durch die kleinklimatischen Verhältnisse bestimmt.

Im Winter gibt es auf dem Boden der Westseite auf den N-S Hauptkämmen sehr wenig Schnee und des starken Nordwestwindes wegen ist derselbe schon seit Mitte November fest gefroren. Dagegen zeitigt die Ostseite unter den grossen Schneewächten ungeheure Schneemengen, die in grossen Lawinen hinabstürzen und bis in den Spätsommer mächtige Erosionskräfte besitzen oder auch als ewiger Schnee im Tal liegen bleiben. Während in Amerika und Europa als Ursache für die Erniedrigung der Baumgrenze im Tal die Kaltluftansammlung hingestellt wurde, möchte ich dieselbe auf der SO-Seite des Hida-Gebirges vor allem den besagten orographischen Schneeverhältnissen und den dadurch hervorgerufenen Einflüssen zuschreiben. Die Wirkung der Schneedecke ist, wie oben gesagt, einesteils

durch ihre lange Dauer und die sich dadurch gelten machenden Einflüsse auf die Bäume direkt und indirekt schädlich, andererseits wieder schützt sie den Baumwuchs unter dem Schnee, besonders an exponierten Stellen, gegen die winterlichen physiologischen und mechanischen Schäden.

An der Baumgrenze hat die Dauer der Schneedecke einen grossen Einfluss auf den Baumwuchs; im Nordteil der in Rede stehenden Gebiete (Tateyama-Sirouma) gelten nach langjährigen Beobachtungen durchschnittlich folgende Angaben:

Erster Schnee: Ende Sept./Anf. Okt.
Letzter Schnee: Mitte Mai/Anf. Juni.
Beginn d. Schneedecke: Ende Okt./Anf. Nov.
Ausapern: Ende Juni/Mitte Juli.

und für den Südteil (Norikura) an der Baumgrenze:

Beginn d. Schneedecke: Anf. Nov./Mitte Nov.
Ausapern: Ende Juni/Anf. Juli.

Diese Daten sind jedoch je nach dem Jahre sehr verschieden. Selbst, wenn man noch genauere Angaben sammelt, ist es schwer, die mit der Baumgrenze kausalen Beziehungen zu finden.

Auf der NW-Seite der Hauptkämme, welche durch die stete Wirkung der winterlichen Nordwestwinde bis ca. 50 m hinab nur ganz wenig Schneedecke haben, fängt dieselbe in den Höhen (zwischen 2500–3000 m) etwa Anfang April zu schmelzen an und die dort befindliche Vegetation von *Pinus pumila* erfährt direkte Besonnung. An der Südostseite dagegen ist die Schneedecke zu dieser Zeit noch tief und hält sich oft bis Anfang Juni und Mitte Juli. Während an niedrigeren Orten am Fusse die Höhe und Dauer der Schneedecke je nach dem Jahre sehr verschieden sind, sind die Höhen an der Baum- und Waldgrenze in dieser Beziehung verhältnismässig konstant. Gibt es zufällig dort einmal eine anormale Schneemenge, so dürfen wir vor allem in den Winterwinden die Ursache dafür sehen. Auf Grund der meteorologischen Daten sowie meiner langjährigen Beobachtungen kann man zusammenfassend sagen, dass die Schneedecke an der Baum- und Waldgrenze bis Ende Februar bzw. bis Anfang März (oft sogar bis Ende März) immer höher wird. Das Maximum der Schneedeckenhöhe an der Baumgrenze ist nicht so enorm, wie es oft in den unteren Gegenden der Gebirge beobachtet wird.

Nach meinen dreijährigen Beobachtungen beträgt in Tateyama die durchschnittliche Schneedeckenhöhe auf der Westseite der Hauptzüge an der Baumgrenze (Ende März) etwa 5 m. In Sirouma fand ich auf der Ostseite Ende März bzw. Anfang April in zwei Jahren eine Höhe von etwa 6 m als Maximum auf dem flachen Gelände, an den Gehängen fallen die Zahlen kleiner aus und betragen ca. 3–4 m. Wo die Schneedecke sich den

Sommer hindurch als Schneetal erhält, handelt es sich hauptsächlich um von dem unablässigen Sturmwind sowie Pulver-, Grund- und anderen Lawinen zusammengetragene Schneemengen, die sich bis zu mehr als 10 bis 20 Meter anhäufen wie z.B. in Turugisawa und Sirouma-Daisekkei. Wo die Schneedecke sich noch bis Ende Juli hält, besteht in der kurzen Vegetationszeit keine Möglichkeit des Baumwuchses.

Der Einfluss der Exposition auf die Dauer der Schneedecke und dadurch auch auf den Verlauf der Grenzlinien für Baum und Wald ist offensichtlich, was besonders für die Alpen bezeichnend ist, wo die Gehänge grosszügig sind und die Winterszeit hindurch in der Höhe verhältnismässig viel Schönwetter herrscht. Aber das Hida-Gebirge hat — wie oben beschrieben wurde — eine sehr komplizierte Orographie, wenig schönes Wetter in der Winterszeit und durch die dann herrschenden Nordwestwinde auf der Nordwestseite der Gebirgszüge an der Baumgrenze wenig Schnee. Aus diesem Grunde tritt bei der Nordexposition an der Baumgrenze eine Verzögerung der Schneeschmelze nicht so deutlich zutage. Dagegen ist der Einfluss der Schneedecke, die durch den Nordwestwind und Lawinen angehäuft wird, und nicht der Exposition entsprechend auftritt, sondern durch andere orographische und klimatische Faktoren bedingt wird, für die Baumgrenze weit wichtiger.

Wie wir aus den Daten der Tabellen II, IV und XI gesehen haben, macht sich der Einfluss der Schneedeckendauer auf die Baum- und die Waldgrenze in zweierlei Wirkung bemerkbar. Auf der Luvseite, wo die Schneemenge wenig ist und die Wirkung des Nordwestwindes hinzukommt, steigen die Bäume nur dort die Gehänge hinauf, wo die Schneedecke sich länger hält. Diese Erscheinung ist in Gegenden wie Norikura, wo es verhältnismässig wenig Schnee gibt und keinen Schutz gegen die durch den Winterwind eintretenden Schäden, charakteristisch. Auf der Leeseite dagegen, wo die Schneemengen enorm sind und die Vegetationszeit verkürzt wird, finden wir den Baumwuchs überall dort, wo der Schnee schnell wegschmilzt. In der äusserst schneereichen Tateyama- und Sirouma-Gegend ist dies überall zu beobachten.

Die Dauer der Schneedecke an der Baumgrenze hat jährlich im allgemeinen nicht so viel Schwankungen wie in den niedrigeren Gebieten aufzuweisen. Ich berechnete sie für die Baumgrenze durchschnittlich etwa wie folgt: Gegenden mit nicht so lange anhaltender Schneedecke von Anfang November bis Ende Juni; Gegenden mit länger anhaltender Schneedecke von Ende Oktober bis Mitte Juli. Danach betrüge also die Vegetationszeit ca. 96 bzw. 143 Tage. Brockmann-Jerosch (1919 S.. 22) schreibt: „Bei dem Ausdruck Vegetationszeit darf man nun nicht nur an die Dauer der Vegetationsmöglichkeit denken und diese als den einzig entscheidenden Faktor ansehen. Es kommt vielmehr nicht nur auf die

Dauer, sondern auch auf die Intensität an, sodass wir als wirklich bestimmend für das Vorkommen einer Art oder, wie in unserem Falle, des Baumwuchses, nur anzusehen vermögen: die Zeit und den Grad, in denen sich die Verhältnisse über das Vegetationsminimum erheben, resp. dem Vegetationsoptimum sich nähern. In welchem Verhältnis sich aber Zeitdauer und Intensitätsgrad zu ersetzen vermögen und nach welchen Proportionen sie sich tatsächlich kombinieren, darüber sind wir noch im Unklaren. Es bleibt uns vorderhand nichts anderes übrig, als, besonders wo es sich um Vergleiche handelt, mit dem voraussichtlichen Maximum der Vegetationsmöglichkeit zu rechnen, und das ist wohl im Grossen und Ganzen die schneefreie Zeit."

Von diesem Gesichtspunkt aus setzte ich die schneefreie Zeit an der Baumgrenze im Hida-Gebirge durchschnittlich mit ca. 189 Tagen fest für Gegenden mit verhältnismässig viel Schnee. Solche, wo die Schneemengen verhältnismässig gering sind wie Norikura, Yarigadake u.a. haben natürlich eine längere Vegetationszeit, aber bei ihnen ist die Bedeutung der Länge der schneefreien Zeit nicht so gross; erst in den schneereichen Gebieten wird diese Frage, d.h. ob in der bestimmten schneefreien Zeit Baumwuchs noch aufkommn kann oder nicht, zu einem grossen Problem.

§ 4. Die Strahlungsverhältnisse an der Baum- und Waldgrenze

Für das Zustandekommen der Baumgrenze stellen die Strahlungsverhältnisse zwar nicht direkt, wohl aber indirekt als wichtigste Wärmequelle und photochemisches Agens ein grundlegendes Problem dar (E. NUERNBERGK 1932). Hierüber haben J. HANN/R. SÜRING (1926 S. 39), E. RÜBEL (1908, 1912), C. DORNO (1911, 1919, 1927), R. GEIGER (1927 S. 115) u.a. ausführlich geschrieben.

Zuerst benutzte ich für meine Insolationsmessungen zwei Schwarzkugelthermometer von R. FÜSS. Dieselben funktionieren bei schwacher Insolation sehr gut, wenn dieselbe jedoch, wie dies im Gebirge der Fall ist, stärker wird, zeigen die Apparate immer grössere Unterschiede. Der Maximalwert an der Baumgrenze im Winter in 1 m Höhe (von der Schneeoberfläche) betrug am Tateyama 58.8–59.4°C,[1] und der im Sommer an der Südseite von Korengedake bei einer Schattentemperatur von 18.4°C an der Baumgrenze vermessene Maximalwert 59.4°C. Bei regelmässigen Messungen würde man zu noch höheren Werten kommen, denn es handelt sich bei diesen Messungen nur um zufällig gemachte. Mit diesen Thermometern jedoch war der Erfolg alles andere denn befriedigend, da sich die störenden Einflüsse der Lufttemperatur und des Windes auf die Glas-

1) Meereshöhe ca. 2400 m, Lufttemperatur: 2.0–3.5°C, S_4B_0.

umhüllung bemerkbar machen und die letztere ihrerseits den Wärmehaushalt der Quecksilberkugel durch Strahlung und Leitung beeinflusst. Infolgedessen sind die Resultate unter gleichen Strahlungsbedingungen bei niedriger Lufttemperatur viel niedriger als bei höherer.

Ab 1935 verwandte ich für die Helligkeitsmessungen die Selenphotozelle von B. LANGE von der Firma P. ALTMANN. Die Veröffentlichung der erhaltenen Resultate möchte ich mir für die nächste Gelegenheit vorbehalten, weil die Lichtverhältnisse als solche an der Baumgrenze, vor allem für den Baumwuchs, direkt wenig Bedeutung haben. Hier sei lediglich eine rohe Zusammenfassung gegeben. Im Sommer ist an der Baum- und Waldgrenze bei heiterem Wetter (S_4B_0) eine Mittagsortshelligkeit von 120,000–130,000 Lux keine Seltenheit. Im Sirouma-Gebiet z.B. verzeichnete ich am 24. und 25. Juli 1940 oberhalb Tugaike nahe der Waldgrenze folgende, in 1 m Höhe von der Bodenoberfläche vermessene Helligkeitswerte:

TABELLE XXXIV. Helligkeitsverhältnisse (in Lux) ausserhalb vom Wald nahe der Waldgrenze.

Tag und Zeit	Wetter	Seitenlicht N	O	S	W	Unterlicht	Oberlicht	Bemerkungen
24. Juli 11.30 Uhr	S_4B_0	14,000	40,000	50,000	14,000	12,000	140,000	
12.00 Uhr	S_4B_0	14,000	22,000	44,000	15,000	17,000	122,000	
25. Juli 13.30 Uhr	S_0B_{10}	12,000	17,400	16,200	16,000	2,500	22,500	nebelig

Die Lichtverhältnisse im Wald sind nahe der Waldgrenze so verschieden, dass es nicht möglich ist, einfach zusammenfassende Durchschnittswerte zu geben. Im Winter wird die Ortshelligkeit durch die Schneereflexion noch weit höher wie etwa 160,000–170,000 Lux (vergl. W. MÖRIKOFER 1933).

Hier seien nur zwei Beispiele für die Winter-Helligkeit oberhalb Tugaike nahe der Waldgrenze im Sirouma-Gebiet angeführt.

TABELLE XXXV. Winterliche Helligkeitsverhältnisse (in 10^3 Lux) auf dem Schnee nahe der Waldgrenze.

Tag und Zeit	Wetter	Seitenlicht N	O	S	W	Unterlicht	Oberlicht	Direkte Bestrahlung
1. April 1940 10.00 Uhr	S_4B_0	74	97	118	86	90	108	140
11.10 „	„	80	97	120	87	110	110	140
10. April 1940 11.30 Uhr	etwas dunstig S_4B_1	42	40	100	48	68	128	124
12.00 „	„	45	51	100	49	72	128	125

C. DORNO (1919, S. 505) mass für eine Meereshöhe von 1600 m 154,000 MHK und bei C. SCHRÖTER (1926 S. 68) ist das Maximum für Davos vom 15. Mai mit 234,000 MHK angegeben.

§ 5. Die Windverhältnisse an der Baumgrenze

Die Windverhältnisse sind an der Baumgrenze für den Baumwuchs von grösster Bedeutung. Die Windstärke nimmt mit der Höhe zu und erreicht vor allem im Winter ihr Maximum.[1]

Aus den Daten für Husiki berechnete ich die mittlere Windgeschwindigkeit m/sek für die Jahre 1919–1936:

Jan.	12.2	April	13.2	Juli	9.0	Okt.	11.8
Febr.	11.5	Mai	11.5	Aug.	9.8	Nov.	11.5
März	12.2	Juni	10.1	Sept.	12.3	Dez.	12.7

Sie ist im Winter am stärksten und wird im April wieder hoch, weil der Föhn jene Gegend oft heimsucht. Im September ist die Windgeschwindigkeit der Taifun-Beeinflussung wegen wieder gross. Die Monate Mai, Juni, Juli, August sind windschwach. Diese Verhältnisse sind die gleichen wie in Nagano und Matumoto an der Ostseite der Gebirgszüge.

TABELLE XXXVI. Jährliches absolutes Maximum der Windgeschwindigkeit in Husiki.

Monat	Jahr	Tag	Richtung	m/sek
I	1895	18.	N	18.6
II	1907	11.	N	18.6
III	1901	30.	NNO	20.1
IV	1929	21.	SW	17.5
V	1902	18.	SW	18.4
VI	1909	29.	NNW	15.9
VII	1905	29.	SW	15.5
VIII	1896	30.	NO	20.2
IX	1899	8.	NNO	26.8
X	1893	14.	NNO	24.8
XI	1900	17.	NO	25.5
XII	1894	9.	NO	20.0

TABELLE XXXVII. Absolutes Maximum der Windgeschwindigkeit auf dem Tateyama (2454 m) und Norikura (2766 m).

	Juli	August
1922–1930 Tateyama	20.4 m/sek (24/7/1923)	20.9 m/sek (17/8/1925)
1924–1933 Norikura	——	40.8 m/sek (30/8/1924)

1) BRAUN (1913) mass auf Säntis die grösste mittlere Windgeschwindigkeit und erhielt folgende Werte: Winter: 8.0 m/sek, Herbst: 7.6 m/sek, Sommer: 6.9 m/sek, Frühjahr: 6.3 m/sek.

Die winterliche Windgeschwindigkeit an der Baumgrenze ist jedoch stärker als die hier angegebene. Randgebirge wie Tateyama erleiden den stärksten Windangriff durch die winterlichen Nordwestwinde. Die Windwirkung macht sich für den Baumwuchs in zweierlei Weise bemerkbar, einmal durch die physiologischen, und einmal durch die mechanischen Schäden.

Über die physiologischen Schäden habe ich bereits bei der Baumlosigkeit in Südsachalin geschrieben (K. TAKAHASHI 1937 S. 309–310). Eine ähnliche austrocknende Wirkung finden wir an der alpinen Baumgrenze. O. BERNBECK (1920) stellte fest, dass das Zurückbleiben des Wurzelwachstums von der durch den Wind verursachten Bodenaustrocknung abhängig ist. Ich kann jetzt noch nicht sagen, ob solche Erscheinung an der Baumgrenze im Hida-Gebirge die Regel ist, aber der Wind kann Zwergwuchs verursachen sowie Vertrocknungserscheinungen an Blättern und jungen Trieben durch die verstärkte Transpiration hervorrufen.

Die Windformen bzw. Windfahnen, die überall auf der Luvseite im Hida-Gebirge bei *Picea* und *Abies* anzutreffen sind, sind sowohl auf diese physiologische Windwirkung wie auch auf die weiter beschriebene mechanische Wirkung zusammen zurückzuführen. In dieser Beziehung teile ich die Meinung von A. DÄNIKER, der schreibt (1923 S. 80): „Wenn auch das Wesen der Windwirkung noch gar nicht abgeklärt ist, so verstehen wir doch seinen ökologischen Einfluss. Die normal angelegten Triebe, die durch den Wind ihre Nadeln sehr bald verlieren, bleiben im Wachstum zurück und ebenso die Verzweigungen. Allein schon deshalb, oder vielleicht auch infolge schlechter werdender Holzeigenschaften, beginnen die Zweige bald überzuhängen. Es bilden sich oft noch schwache Ersatztriebe, denen das gleiche Schicksal widerfährt. Das Wachstum wird also direkt gehemmt und die Zweige bleiben einfach sehr kurz und schwach. Auf der dem Wind abgekehrten Seite wachsen die Äste dagegen normal, je mehr sie direkt in der Windrichtung liegen, resp. durch den Stamm geschützt werden; so entstehen dann jene Fahnenformen.“

Aber ausserdem muss noch die mechanische Wirkung wie Schneeschliff etc. berücksichtigt werden, worüber weiter unten die Rede sein wird. Durch die starken Winde, Stürme (häufig durch Taifun; K. TAKAHASHI 1936 S. 126) und oft durch Lawinen ist Windbruch an der Baumgrenze keine Seltenheit. Solche Katastrophen-Erscheinungen kommen an der niedrigen Baumgrenze immer lokal vor, wie wir bereits aus den obigen Höhenangaben gesehen haben. Die offensichtliche Folge dieser Lokalwirkung ist die niedrige Baum- und Waldgrenze, die jedoch nur zeitlich in unregelmässigen Abständen auftritt, wodurch man oft an der gleichen Stelle Verjüngungserscheinungen (Wiederbewaldung) beobachten kann.

Aber eine im Winter Jahr um Jahr anzutreffende, für den Baumwuchs feindliche Erscheinung, auf welche man überall an der Baumgrenze stösst,

ist die Wirkung des Schneegebläses. Der Wind reisst den gefrorenen harten Schnee auf, oder aber die Schneekristalle rollen unablässig über den Schnee. Der Ort wird bald schneefrei und die bis dahin geschützten Bäume (Knospen, Äste, usw.) werden durch den aufgewirbelten harten Schnee scharf geschnitten, als wären sie mit Messern bearbeitet worden. Der Schärfe des Schneeschliffes können die jungen Bäume nicht widerstehen. Nur so lange die jungen Bäume durch andere Sträucher wie *Pinus pumila, Alnus fruticosa, Sorbus sitchensis* und *Salix Reinii* geschützt sind, vermögen sie sich am Leben zu erhalten. Natürlich erleiden auch die anderen Sträucher durch das Schneegebläse gleichen Schaden, doch ihre Strauchform ist solchen Bedingungen gut angepasst, sodass sie als Masse dem Schneegebläse eher zu widerstehen vermögen. Wenn auch der durch Schneegebläse entstandene Schaden ebenfalls viel verbreitet ist, so ist derselbe doch lokal und regelmässig, weshalb ich bei einem Vergleich der Luvseite mit der Leeseite immer grosse Unterschiede fand, wie oben schon gezeigt wurde.

Die vielen andauernden und regelmässigen Seewinde sind auch nicht imstande, den Baumwuchs ganz zu unterdrücken, falls nämlich das Klima und der Boden im übrigen nicht baumfeindlich sind: an geschützten Orten hinter Felsen und Dünen treten in nächster Nähe der Küste Bäume auf, wie dies von verschiedenen Küsten mehrfach berichtet worden ist (K. TAKAHASHI 1941). Sie halten den Wind auf und ermöglichen den Nachwuchs der Bäume. Ähnliche Beziehungen finden wir auch im Gebirge an der Baumgrenze.

B. Bodenverhältnisse an der Baum- und Waldgrenze im Hida-Gebirge

§ 1. Bodentemperatur

Sich über grössere Zeiträume erstreckende Bodentemperatur-Messungen in der Nähe der Baumgrenze auf dem Tateyama (2454 m) innerhalb der Untersuchungsgebiete liegen nur für die Sommermonate vor. Als Beispiel sei in Tab. XXXVIII nur die Bodentemperatur des 1. Augusts der verschiedenen Jahre angeführt.

Das Tagesmaximum liegt bei den 14 Uhr Messungen, und wenn das Wetter schön ist wie in 1924, 1928 und 1929, so erreicht die Bodentemperatur zwischen 10–14 Uhr eine ziemliche Höhe (s. Tabelle XXX). Ausserdem sei in Tab. XXXIX der Varlauf der Bodentemperatur für diejenigen Tage gegeben, an denen das Jahresmaximum vermessen wurde.

Wie diese Tabelle zeigt, ist, verglichen mit der Luft, die direkte Erwärmung durch die Sonne besonders im Hochgebirge (starke Insolation

TABELLE XXXVIII. Bodentemperatur an der Erdoberfläche auf dem Tateyama (2454 m) in Grad Celsius.

Jahr	Uhr 2	6	10	14	18	22
1923	7.5	8.8	10.3	11.0	10.0	7.9
1924	5.5	3.7	15.5	22.8	16.7	10.0
1925	4.6	3.8	7.2	8.8	7.0	4.9
1926	0.3	0.4	1.4	2.5	1.7	0.6
1928	7.3	5.9	19.7	21.8	12.0	8.0
1929	8.1	7.5	20.2	24.1	14.2	7.6

TABELLE XXXIX. Die Bodentemperatur der Tage, an denen das Jahresmaximum derselben vermessen wurde und Vergleich mit dem Maximum der Lufttemperatur des gleichen Tages in Grad Celsius.[1]

Jahr	Tag	Uhr 2	6	10	14	28	22	Maximum d. Lufttemp.
1923	9. Aug.	12.0	10.4	18.9	*24.8*	21.7	14.5	17.2
1924	12. "	10.7	9.0	26.8	*34.4*	21.0	12.0	18.4
1925	28. "	9.8	8.5	20.6	*27.5*	18.3	11.8	15.9
1926	15. "	9.7	8.3	19.4	*27.8*	21.3	14.5	18.5
1927	12. "	10.2	9.2	23.4	*25.8*	17.4	11.0	14.8
1928	18. "	11.3	11.0	24.0	*31.8*	17.0	14.4	16.2
1929	6. "	10.7	8.1	19.4	*27.1*	20.5	13.3	18.9

1) Kursiv: tägliches Maximum.

und dünne Luft) ziemlich stark. Das Jahresmaximum der Bodentemperatur tritt jährlich etwa Mitte August auf.

Die Temperaturverhältnisse des Bodens sind meist von der physikalischen Beschaffenheit des Bodens (Luft- bzw. Wassergehalt, Korngrösse usw.) abhängig. Es müssen deshalb bei den verschiedenen Bodenarten Temperaturmessungen gemacht werden, will man mit der Baumgrenze zusammenhängende Resultate bekommen. G. SCHRECKENTHAL-SCHIMITSCHEK (1934 S. 175) schreibt in seiner Schlussfolgerung diesbezüglich: „Die tiefere Lage der Wald- und Baumgrenze in den Erhebungen der Ostalpen dürfte, wie aus den Lunzer-Beobachtungen und dem Vergleich mit dem Pitztal hervorgeht, in erster Linie auf die Verhältnisse der Lufttemperatur und auch auf die starke Windwirkung zurückzuführen sein. Die Bodentemperatur übt hingegen in diesem Falle auf die Höhengrenzen des Waldes und Baumwuchses keinen Einfluss aus.“

§ 2. Wasserstoffionen-Konzentration der Böden im Gebirge

Die pH-Werte der Böden wurden von den nachstehenden Forschern eingehenden Studien unterworfen: SØRENSEN (1912), E. T. WHERRY (1920), O. ARRHENIUS (1922, 1926), L. MICHAELIS (1922, 1926), C. OLSEN

(1923), W. MEVIUS (1927), W. M. CLARK (1928), A. KOSLOWSKA (1934), u.a.

Vom ökologischen Standpunkt aus muss man ausser den physikalischen Eigenschaften des Bodens auch seine chemische Beschaffenheit und weiter seine Mikroorganismen untersuchen. Hier ist jedoch nur von den pH-Werten im Gebirge die Rede (T. ASAI 1934). Dieselben lassen uns, wie C. OLSEN (1923) schreibt, die ungefähre Verteilung der Vegetation erkennen, wodurch wir dem Verständnis der Baumgrenze einen grossen Schritt näherrücken. Ich verwandte bei meinen Untersuchungen die Messmethoden von L. ZOLLITSCH (1927), H. KURZ (1930), W. HOSS (1932), E. F. SNYDER (1935) u.a.

Als Erstes sammelte ich oberhalb, unterhalb und direkt an der Baumgrenze den von den Baumwurzeln selbst abgeschüttelten Boden und zwar von möglichst verschiedenen Standorten, im ganzen 92 Bodenarten. Die in diesem Zusammenhang gemachte jeweilige Beschreibung enthält folgende Punkte: Datum, Zeit, Wetter, Ort, Meereshöhe, Gesteinsart, Exposition, Neigung, Vegetation, Orographischer Charakter, Bodenfarbe, Humusgehalt, Kolloidgehalt und Bemerkungen. Von jedem Standort wurde das Versuchsmaterial doppelt oder auch dreifach geprüft und dann der jeweilige pH-Mittelwert genommen. Zum Vergleich der betreffenden pH-Mittelwerte an der Baumgrenze nahm ich noch zwei andere pH-Mittelwerte oberhalb und unterhalb der Baumgrenze auf. Gab es in der Nähe fliessendes Wasser oder gestautes Sumpfwasser etc., so wurden auch hier die pH-Werte festgestellt.

Für die direkten Messungen im Felde benutzte ich ITANO's Sandoban (Säuregradtafel), das „Hellige Pehameter" aus Berlin und das Wasserstoffionen-Testpapier der Firma TOYŌROSI. Vergleichshalber unterzog ich die pH-Werte der gleichen Böden bei nächster Gelegenheit im Zimmer einer erneuten Untersuchung mit dem CZENSNY-Indikator der Firma PAUL ALTMANN (Genauigkeit ±0.25) und dem Wasserstoffionen-Testpapier der obigen Firma. Die gewonnenen Werte wiesen stets eine konstante Differenz auf, z.B. erhielt ich mit dem CZENSNY Indikator immer 0.1 niedrigere Werte als mit dem TOYŌROSI Testpapier. Die unten angeführten Werte sind in der Hauptsache im Sommer gesammelt worden. Das Mittel derjenigen oberhalb der Baumgrenze liegt bei offenen Gesellschaften wie *Polygonum polymorphum* var. *japonicum*, *Stellaria florida* var. *angustifolia* zwischen 6.0–6.5. Sie werden von der Beschaffenheit des Gesteins beeinflusst. Bei den geschlossenen Gesellschaften wie *Pinus pumila* — *Empetrum nigrum* sind die Werte bereits niedriger, und zwar liegen sie etwa bei 5.2–5.9. An der Baumgrenze bewegen sich die pH-Werte zwischen 5.3–5.7, nur ausnahmsweise, wie bei sumpfigen Standorten, findet man 4.4, und bei lichten Standorten 6.0. Unterhalb der Baumgrenze im *Abies*-

Picea-Wald ist der pH-Wert etwa 5.0–5.9, und bei evtl. sumpfigen Standorten ca. 4.6. Noch weiter unten im Buchenwald (*Fagus crenata*) liegt er zwischen 5.0–5.7 und ist nur in Ausnahmefällen 4.7 bzw. 6.7 (vergl. K. YOSHIOKA 1938).

Solche Ausnahmewerte trifft man bei Standorten an, wo der Boden noch in der Veränderung begriffen ist oder wo er einen extremen Charakter hat. Der für solche, noch im Zustand der Veränderung befindliche Böden gefundene pH-Wertbereich ist sehr weit, wie z.B. beim *Betula Ermani* var. *communis*-Boden, wo der pH-Wert zwischen 4.6–5.9 schwankt.

Im *Picea-Abies*-Wald dagegen, wo die Sukzession weiter fortgeschritten ist, sind die Werte einheitlich (5.0–5.9) ; am häufigsten findet man den pH-Wert 5.7 und 5.0 ist schon eine Ausnahme, die durch sumpfigen Boden herbeigeführt wurde. Im Buchenwald sind die pH-Werte noch einheitlicher, wie schon oben gezeigt wurde. Die Zahlen für den Eichenwald liegen meistens höher (5.4–6.0) als im Buchenwald. Wo sich Gelegenheit bot, habe ich an der Baumgrenze die pH-Werte der tieferen Bodenschichten gemessen. Auf der Nordwestseite vom Ontake auf dem Pyroxeneandesit fand ich z.B. am 21. Juli 1938 um 11 Uhr bei schönem Wetter in 2550 m an der *Abies*-Baumgrenze:

	pH-Wert		pH-Wert		pH-Wert
Bodenoberfläche	4.9	ca. 30 cm Tiefe	5.2	ca. 50 cm Tiefe	6.0

Demnach werden an der Baumgrenze die pH-Werte mit zunehmender Tiefe höher.

Wenn das Wetter schlecht ist (regnerisch oder nebelig) und die Temperatur niedriger, fallen die pH-Werte an der Baumgrenze etwas anders als bei schönem Wetter aus. Der bei langanhaltendem Schönwetter vermessene Wert 5.9 sinkt nach langem Unwetter auf 4.9. An der Waldgrenze, wo viel Licht eindringt, ist der pH-Wert 5.6, in nächster Nähe dagegen, wo der Standort unter Lichtmangel leidet, nur 5.2.

Nach meinen Bestimmungen der pH-Werte kann ich sagen, dass in der warmen Jahreszeit saurer Boden höhere Werte als in der kalten Jahreszeit aufzuweisen hat. Unter dem Schnee jedoch wird der pH-Wert des Bodens in Nähe der Baumgrenze wieder höher als im Sommer, wie wir nachfolgend sehen.

TABELLE XXXX. Die pH-Werte des Bodens unter dem Schnee und im Sommer.

Ort	Höhe m	Vegetation	pH-Wert	
			unter d. Schnee	im Sommer
Sirouma	2800	*Pinus pumila*	6.2	5.2–5.4
Sirouma	2800	*Sorbus sitchensis*	6.2	5.3–5.7
Sibaharatöge	722.8	*Fagus crenata*	6.1	5.3–5.5
Ontake	2300	*Picea-Abies*	6.5–6.6	5.9–6.0

Die pH-Werte des Schnees an der Baumgrenze untersuchte ich zu verschiedener Zeit und an verschiedenen Orten und führe in Tabelle XXXXI nur einige Beispiele an.

TABELLE XXXXI. Die pH-Werte des Schnees an der Baumgrenze.

Tag	Ort	pH-Wert	Bemerkungen
Januar 1935	Hakutōsan 1500 m	6.6	Pulverschnee
„	„ „	6.9–7.0	Schneeschmelzwasser
3. Juni 1935	Ontake 2300 m	6.5–6.6	„
„	„ „	6.5	alter, körniger Schnee
20. März 1936	Zaō-Gipfel 1840 m	6.6	Windharsch
24. März 1936	oberhalb d. Aoki Hütte 1500 m	6.6	nasser Schnee

Es ist möglich, dass diese relativ hohen pH-Werte des Schnees von dem pH-Werte des Bodens, welcher ihm als Unterlage dient, beeinflusst sind.

§ 3. Der Boden als Standortfaktor der Baumgrenze

Oberhalb der Baumgrenze gibt es eine Bodenart, welche fast wie Eisboden wirkt und welche keine Vegetation hervorbringt. Dieser Boden hat natürlich jeweils verschiedene physikalische bzw. chemische Beschaffenheit, je nach der Muttergesteinsart, der topographischen Beschaffenheit usw.

Im Grossen und Ganzen haben wir folgende Muttergesteine:

PORPHYRIT: Sirouma, Syakusi, (Sirouma-) Yari, Karamatu, Yakusi, Yari, Okuhodaka, Nukedo, Kasa usw.
AUGITANDEST: Tateyama, Usirotateyama usw.
GRANIT: Ebosi, Mitu, Suisyō, Wasiwa, Sugoroku, Kurobegorō, Maehodaka, Tubakuro, Zyōnen usw.
HORNBLENDE-ANDESIT: Nordseite von Norikura.
PYROXENEANDESIT: Südseite von Norikura und Ontake.

Je nach den Verwitterungsvorgängen und den Muttergesteinsarten ist die Grösse der Blocks verschieden. Bei allgemeiner Verwitterung spaltet sich Porphyrit zu den grössten Blocks, Andesit in etwas kleinere und Granit in die kleinsten Blocks. Solche Verwitterungsböden werden durch die Steilheit der Hänge, grosse Niederschläge und Vegetationslosigkeit, vor allem aber durch die starken Winde in der Vegetationszeit geprägt. Im Sommer reissen starke Winde den Boden oft weg und lassen konkave Formen zurück; selbst in den Fällen, wo es darauf Vegetation gibt, wird derselbe häufig bis auf das blosse Muttergestein entfernt. Auf dem Kamm wie im Tal ist diese Wirkung an der Baumgrenze für den Baumwuchs

sehr schädlich. Diese Erscheinung ist für die Nordseite von Sirouma, Zyōnen etc. besonders charakteristisch. Im Winter, wenn die Böden hart gefroren sind (von Anfang November bis Mitte März), können solche Katastrophen nicht eintreten.

Weiter spielt der Erdrutsch in der Ausaperzeit eine grosse Rolle. Wasser und Schlamm rutschen über die eisgefrorenen Böden, und schleifen diese wellenartig ab, woraus der konvexförmige, stufenartige Boden resultiert. Diese Erscheinung geht auf verhältnismässig sanften Gehängen vor sich, wodurch das Bodenwasser ziemlich lange angehalten wird, wie beispielsweise auf dem Happōone und in der Nähe vom Kurobegorōdake.

Wenn sich diese stufenartigen Konvexformen noch weiter entwickeln, werden die Stufen immer deutlicher ausgeprägt und verhältnismässig fest, wodurch sich Vegetation wie Gramineenarten an dem steilen Gehänge der Stufen anzusiedeln vermag. Wenn nun diese verhältnismässig festen Böden durch grössere Niederschläge zufällig zum Verschwinden gebracht werden, werden die Gehänge flach und vegetationslos. Diese ganzen Vorgänge spielen sich in der Nähe der Baumgrenze in verschiedener Weise unzählige Male ab. Auf solchem Boden ist der Baumwuchs äusserst erschwert. Oft beobachtete ich, dass, wenn solche stufenartigen Böden anzutreffen sind, oberhalb davon auf einem festen Boden wie Fels sich *Betula* angesiedelt hatte, wenn sie einen Samenkeimungsplatz und einen windgeschützten Standort hatte finden können. Die Höhe der Baumgrenze ist von solchen Keimungsplätzen auf Felsböden äusserst abhängig.

Gibt es auf den Stufen bereits Rasenvegetation, so ist es *Pinus pumila* ein leichtes, einzudringen; in Gipfelnähe vom Ontake können wir dies gut beobachten, wo *Pinus pumila* auf dem nicht so stark exponierten Gelände sich anzusiedeln beginnt. *Pinus pumila* bildet im allgemeinen im Hida-Gebirge die Vorbedingung für die Ansiedlungsmöglichkeit von *Betula*, *Abies* und *Picea*, besonders in den vulkanischen Gebieten, wo die Sukzession noch jung ist, lässt sich diese Erscheinung oft beobachten. *Betula* kann auf Boden, der fast humusfrei ist, gut gedeihen, aber *Picea* und *Abies* vermögen immer dort zu leben, wo sich bereits vorher *Pinus pumila* angesiedelt hat und seine Begleiter *Rhododendron Chrysantheum*, *Sorbus sitchensis*, *Linnaea borealis*, *Vaccinium Vitia-Idaea*, *Arctous japonicus*, *Cornus canadensis*, *Majanthemum bifolium* usw. gedeihen, durch welche sich der Rohhumus gut entwickelt.

Wo der Boden nicht so beweglich ist und sich die alpinen Pflanzen gut verbreiten können, gibt es alpine Humusböden, die zu Rohhumus werden, wenn *Pinus pumila* sich mit seinen Begleitern darauf ansiedelt. So wird der Boden bald perhumide, wie bereits die pH-Werte gezeigt haben. Die Baumgrenze steht im allgemeinen auf alpinen Humusböden und die Waldgrenze schon auf perhumiden Böden.

C. Biotische Faktoren

§ 1. Schematische Darstellungen

Bis jetzt ist die Baumgrenze hauptsächlich klimatisch und edaphisch eingehender studiert worden, den biotischen Zusammenhängen der Baumarten jedoch hat man noch sehr wenig Beachtung geschenkt. Es seien deshalb hier die biotischen Beziehungen zwischen *Betula*, *Abies* und *Picea* sowie *Pinus pumila* etc. anhand schematischer Darstellungen (Abb. 1) gezeigt, welche direkt auf dem Gelände gemacht und später nur beim Vergleich mit den photographischen Aufnahmen korrigiert wurden. Je ein Millimeter stellt einen Höhenunterschied von 10 m dar.

Figur 1: *Ontake Süd- und Osthänge* (20–40°).

Bodenbewegliches Tal mit kurzer Vegetationszeit. Die solchen Standorten angepassten Anfangs- und Übergangsgesellschaften wie *Betula*, *Alnus* und *Sorbus* gehen hoch hinauf. Auf dem Kamm windfeste *Pinus pumila*, geht ziemlich weit hinab.

Im Tal pflegt die Baumgrenze in der Regel niedrig zu sein, das gilt jedoch nur für grosse Täler. Die verhältnismässig kleinen Täler haben gute Lichtverhältnisse und auch ihr Wasserhaushalt ist nicht schlecht, weshalb *Betula* ziemlich hoch hinaufgeht. Auf den Hängen der Kämme jedoch ziehen sich *Picea* und *Abies* bis hinauf in das von *Pinus* besiedelte Gebiet. Die Baumgrenze wird hauptsächlich von *Betula* gebildet.

Figur 2: *Ontake Westhänge* (30°).

Pinus pumila inselartig, *Betula* verhältnismässig wenig. *Picea* gut verbreitet. Der Sukzessionsvorgang ist viel fortgeschrittener als auf der Süd- und Ostseite. Differenz zwischen Baum- und Waldgrenzen-Höhe um 10–20 m verringert. *Abies* und *Picea* gehen miteinander gegen *Pinus pumila* vor.

Figur 3: *Ontake Nordhänge* (20–30°).

Oberhalb der Waldgrenze. *Betula* inselartig oder vereinzelt bis hinauf zur Krummholzgrenze. Diese Zone nenne ich die „Dispersionszone". In diesem Fall beträgt die *Betula*-Dispersionszone 100–120 m. Darunter die etwa 10 m breite *Betula*/*Abies*-Mischdispersionszone und unter dieser der *Abies*- (*Betula*-) Wald. In kleinen Tälchen und im Tal *Alnus* gut entwickelt. *Betula* weniger als bei Figur 1.

Figur 4: *Norikura Südhänge* (25–30°).

Im Tal *Alnus* und *Pinus*, *Abies* zieht sich entlang der Talränder von der Baumgrenze bis etwa 50–60 m abwärts und gleichfalls am Kamm entlang. *Betula*-Zone ca. 40 m breit, an den Hängen dringt *Abies* durch die *Betula*-Zone aufwärts.

Figur 5: *Norikura Westhänge* (30–40°).

Gut entwickelte *Alnus, Sorbus, Betula* und *Abies* im Tal gemischt. Die Verhältnisse sind ähnlich wie an der Westseite vom Ontake. Differenz zwischen Baum- und Waldgrenze verhältnismässig klein.

Figur 6: *Norikura Osthänge* (25–30°).

Die ca. 100 m breite *Betula*-Zone im Tal gut verbreitet, ausserdem auch inselartige Verbreitung von *Betula*. *Pinus* zieht sich abwärts, *Abies* steigt aufwärts.

Figur 7: *Yarigadake Nordhänge* (45–60°).

Vegetation klimatisch gut bedingt, jedoch edaphisch durch starke Verwitterung dynamisch kompliziert.

Figur 8: *Yarigadake Ost- und Westhänge* (45–70°).

Sehr breite *Betula*-Dispersionszone (ca. 200 m), wahrscheinlich edaphisch bedingt. Aus edaphischen Gründen *Betula* unterhalb der *Abies*-Zone.

Figur 9: *Kasagadake Westhänge* (10–15°).

Baum- und Waldgrenze niedrig, Dispersionszone schmal (*Abies*-Dispersionszone 40 m, *Betula*-Dispersionszone 30–50 m. Baum- und Waldgrenze kommen sich näher. Klimatische Bedingungen schlecht, vor allem durch die starken Winterwinde.

Figur 10: *Kasagadake Südhänge* (30–45°).

Das Tal hinab erstreckt sich *Betula* von der Waldgrenze bis zu etwa 200 m. Auf den Gehängen *Abies*-Wald bis hinauf zur Waldgrenze. Oberhalb davon die *Betula*-Jungwuchszone ca. 20 m breit.

Die gleichen Verhältnisse zeigt die Westseite des Yakusidake (20–30°).

Pinus geht inselartig abwärts. Die in Figur 1 gezeigten Verhältnisse finden wir hier im Kleinen wieder.

Figur 11: *Kasagadake Osthänge* (30–50°).

Nur *Betula* stark verbreitet, *Abies* liegt zuweit unten. Dispersionszone von *Betula* 50–80 m.

Figur 12: *Momizawadake Nordhänge* (25–30°).

Die Verhältnisse gleichen denen von Figur 3. *Betula* und *Abies* inselartig verbreitet in etwa 20–60 m Breite. Zone der einzelstehenden *Betula* 20 m breit. *Pinus* ist auch im Tälchen gut entwickelt. Es hat den Anschein, dass die Tälchen dieses Gebietes nicht so tief sind, wodurch die Bedingungen denjenigen auf den Kämmen nicht unähnlich sind. *Pinus* als

Ganzes gut verbreitet, dringt gut bis in die Täler ein. *Abies* ist vor allem inselartig.

In den Fällen der herabgedrückten Baum- und Waldgrenze im Tal findet man oft nackten Boden oder solchem mit Grasformation oder *Pinus*, *Alnus*, *Sorbus* und anderem Gebüschbedeckten.

Figur 13: *Wasiwadake Osthänge* (30–45°).

Der Kontakt von *Pinus* und *Betula* verläuft regelmässig. Differenz zwischen Baum- und Waldgrenze 60 m.

Figur 14: *Tubakurodake Osthänge* (30–45°).

Differenz zwischen Baum- und Waldgrenze variiert (20–80 m).

Figur 15: *Akaiwadake Osthänge* (30–50°).

Die ca. 80–90 m breite *Betula*-Zone ist sehr deutlich. *Pinus* geht das Tälchen abwärts. Jungwuchszone 10 m. Auf dem Kamm nähert sich die Waldgrenze der Baumgrenze und steigt ins Tal hinab.

Figur 16: *Maehodakadake Osthänge* (45–60°).

Täler nackt. Dispersionszone von *Betula* 100 m, welche die Differenz zwischen der Baum- und der Waldgrenze bilden.

Figur 17: *Daitenzyōdake Osthänge* (45–50°).

Abies und *Betula* bilden gemischt die Waldgrenze. Baumgrenze 20–70 m oberhalb. Oberhalb der *Betula*-Dispersionszone *Pinus*.

Maximum der Differenz zwischen Baum- und Waldgrenze im Tal. Krummholz wenig. Baumgrenze geht deutlich hinauf. — Diese Verhältnisse ähneln denen von Figur 5.

Figur 18: *Nisihodakadake Südhänge* (40–50°).

Boden stark beweglich. Viele steile Hänge und nackte Böden. *Abies* geht hinauf.

Figur 19: *Kasumizawadake Westhänge* (40–50°).

Abies/Betula Mischdispersionszone 20 m, davon oberhalb die *Betula*-Dispersionszone 30–50 m. Differenz der Baum- und Waldgrenze 50 m. — Ähnliche Beziehungen haben die Süd- und Osthänge von Myōzindake und die Westhänge von Higashidaitenzyōdake aufzuweisen.

Figur 20: *Daitenzyōdake/Higasidaitenzyōdake/Yokodoridake/Zyonendake West- und Südhänge.*

Pinus geht direkt hinunter in den *Abies*- und *Betula*-Wald. Im Tal steigt *Betula* hinauf, zusammen mit *Abies*.

Abb. 1. Schematische Darstellungen der biotischen Beziehungen zwischen *Betula*, *Abies* und *Picea* sowie *Pinus pumila* etc.

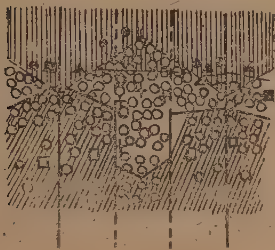


Fig. 1.



Fig. 5.

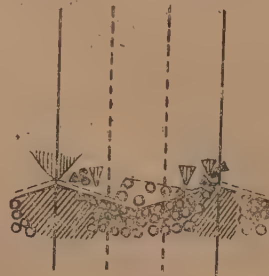


Fig. 9.



Fig. 2.



Fig. 6.

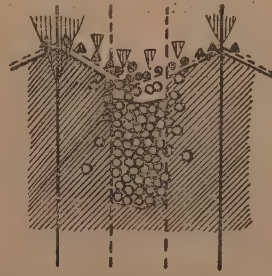


Fig. 10.

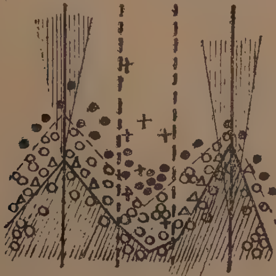


Fig. 3.

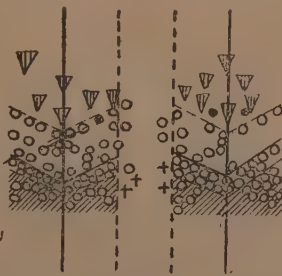


Fig. 7.

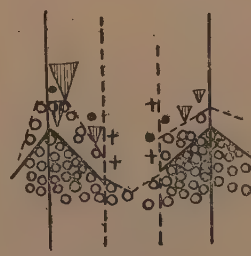


Fig. 11.

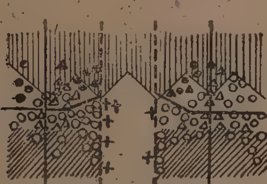


Fig. 4.

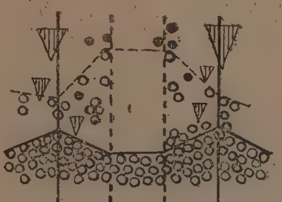


Fig. 8.

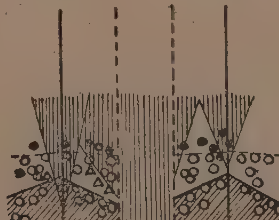


Fig. 12.

Erklärung:

Baumgrenze.
Wald u. Waldgrenze.

○ *Betula*, ● (do.) Keimlinge. △ *Abies*, ▲ (do.) Keimlinge.
□ *Picea*, ■ (do.) Keimlinge. *Pinus pumila* Gebüsch.
+ *Alnus*, *Sorbus*, *Salix* u. a. Gebüsch.

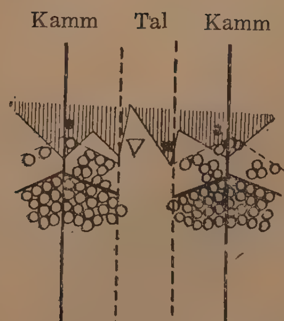


Fig. 13.

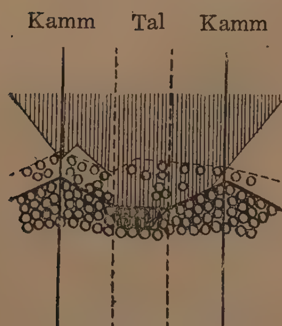


Fig. 14.

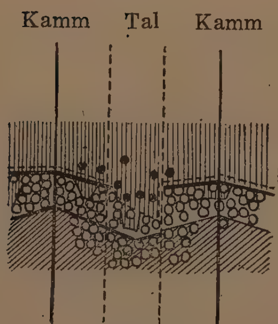


Fig. 15.

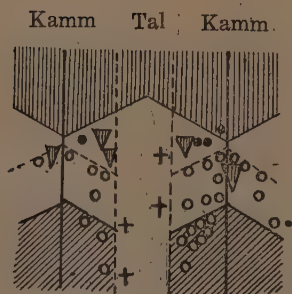


Fig. 16.

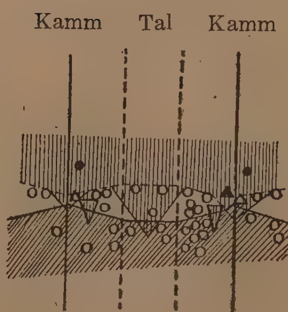


Fig. 17.

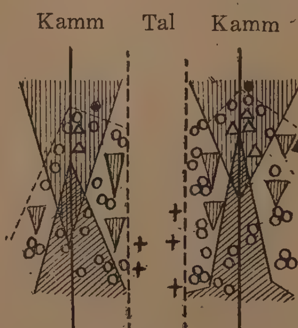


Fig. 18.

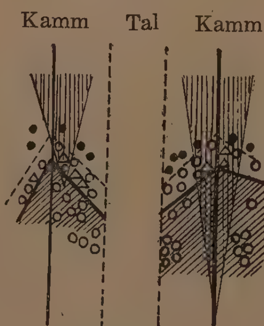


Fig. 19.

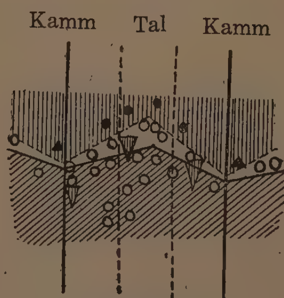


Fig. 20.

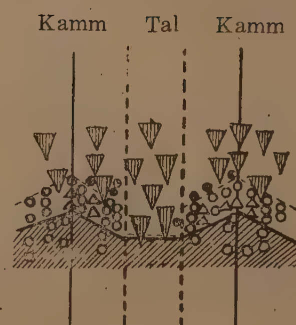


Fig. 21.

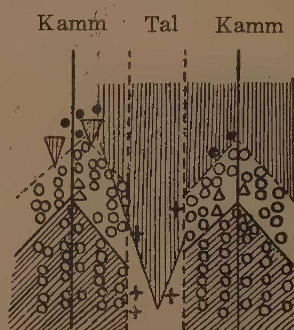


Fig. 22.

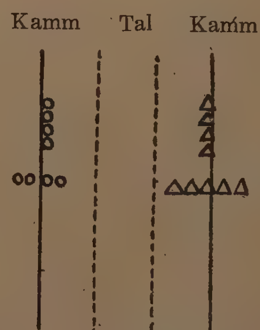


Fig. 23.

Figur 21: *Die nördliche Gegend von Harinokidake Westhänge* (30–40°).

In dieser Gegend ist die Westseite im allgemeinen nicht so steil wie die Ostseite. An mehreren Orten beträgt die Mischdispersionszone von *Abies* und *Betula* ca. 50 m. *Pinus* geht ins Tal hinunter und auch die Kämme hinab. *Abies* ist noch jung, *Betula* ist dagegen weit älter.

Fig. 22/23: *Die Gebirgszüge nördlich von Harinokidake Osthänge* (40–80°).

Abies/Betula Wälder dürftig, hauptsächlich durch die durch die lange Schneedecke verursachte Verkürzung der Vegetationszeit. Die enormen Schneemengen verhindern die Verbreitung von *Abies*, wenn auch auf den Kämmen *Betula*, die sich meist zuerst im Tal ansiedelt, sehr viel Wurzel gefasst hat. *Pinus* auch nicht gut entwickelt.

An Orten mit weniger Schneemengen, also an relativ niedrigen Stellen oder auf den Ebenen, wo die starken Winde den Schnee entfernt haben, verbreitet sich *Abies* in Krummholzform inselartig. An solchen Plätzen beträgt die *Abies*-Dispersionszone oft mehr als 100 m. *Pinus* ist ebenfalls inselartig und unregelmässig.

Ausserdem findet man *Pinus* noch im Tal, und zwar gut verbreitet, *Betula* entlang der Kämme, während *Abies* immer zuweit unten liegt (Fig. 22).

In beiden Fällen haben sich *Betula* und *Abies* zwischen der Baum- und der Waldgrenze inselartig angesiedelt. Bei steilen Hängen geht diese inselartige Verbreitung entlang der Hänge vor sich, bei den weniger steilen Hängen findet sie quer über die Gehänge statt (s. Figur 23). Wo noch starke Winde hinzukommen, finden wir die inselartige Verbreitung in der Hauptwindrichtung.

Jedenfalls wird in den nördlichen Gebieten von Harinokidake durch die enormen Schneemengen die Verbreitungsarea der Grasformationen vermehrt im Gegensatz zu den südlicheren Gegenden von Harinokidake.

§ 2. Baum- und Grasklima

Man hat bis jetzt allegemein angenommen, dass sich an der Baumgrenze zwischen den Wald und die öde hochalpine Zone stets noch eine Grasstufe schob. Meinen Feststellungen nach entspricht jedoch diese weitverbreitete Ansicht nicht der Wirklichkeit.

Ob ein Standort zur Gras- oder zur Baumzone wird, ist von den jeweiligen Bedingungen abhängig, wobei Klima und Topographie und die dadurch bedingten Bodenverhältnisse die ausschlaggebende Rolle spielen und die für dasselbe geeignetste Art sich ansiedelt. Heute vermag ich leider noch nicht den Unterschied zwischen dem Klima der Baumzone und

dem Klima der Graszone zahlenmässig auszudrücken. Tatsache ist jedoch, dass es z.B. in den Gebieten nördlich vom Harinokidake, besonders aber nördlich von Sirouma und Tateyama and der Baumgrenze sehr viel Graszonen gibt. Das ist ein Beweis, dass das Klima jener Gegenden für den Graswuchs sehr geeignet ist und ich möchte auf diesen Klimacharakter deshalb hier etwas näher eingehen:

Grasklima: I. Wenn auch im Winter grosse Trockenheit eintritt, ist dies nicht weiter von Bedeutung; im Sommer, d.h. in der Vegetationszeit, dagegen ist zu grosse Wärme und dadurch eintretender Wassermangel an der Oberfläche des Bodens sehr gefährlich, denn in der Vegetationszeit broucht das Gras eine reichliche Wassermenge und einen Standort, an welchem es sicher ist vor allzugrosser Wärme. Da die Bodenoberfläche in der heissen Zeit sehr grosse Wassermengen verdunstet, verlangt das Gras unbedingt neue Wasserzufuhr, sei es nun durch Regen von oben her, durch Berieselung von Quellen oder durch Schmelzwasser etc.

II. Weil das Gras niedrig ist, ist die Feuchtigkeit in Bodennähe gross, mit anderen Worten, es herrscht Hygrophytenklima und besonders in der Nacht spielt der Tau eine grosse Rolle, dagegen pflegen die Bäume im Xerophytenklima zu gedeihen.

III. Der Wind hat für das Gras weniger Bedeutung als für die Bäume.

Das Baumklima möchte ich dagegen wie folgt charakterisieren:

1. Wenn im Winter die Wasseraufnahme schwierig wird und durch die starken Winde physiologische Trockenheit eintritt, ist der Baumwuchs äusserst gefährdet. Im Hida-Gebirge spielt jedoch im Winter die mechanische Wirkung des Windes eine noch grössere Rolle (Abscheuern durch Schnee- und Eiskristalle etc.). Jedenfalls wird die mechanische und die physiologische Wirkung des Windes zum baumfeindlichen Faktor.

2. Im Gegenteil zum Gras brauchen die Bäume eine lange Vegetationszeit und reichliche Wärmezufuhr, denn wir finden keinen Baumwuchs in Gegenden, wo die Vegetationszeit zu kurz ist.

Nördlich von Harinoki, besonders an den Osthängen, gibt es ziemlich viel Graszonen. Diese Erscheinung lässt sich auf Grund des dortigen, oben beschriebenen, Klimacharakters sehr gut verstehen, für welchen die grossen Schneemengen jenes Gebietes verantwortlich sind. Ganz besonders in den nördlichen Gegenden von Sirouma und Tateyama findet man nicht nur an den Ost-, sondern auch an den Westhängen ausgebreitete Graszonen, die ein Beweis für die enormen Schneemengen sind. An der Westseite von Tateyama spielen ausserdem noch die Versumpfung der Lavafelder sowie die winterlichen starken Winde in komplizierter Zusammenwirkung als baumfeindliche Faktoren eine Rolle, die andererseits aber die Entwicklung der Graszonen befördern.

§ 3. Beobachtungen der Sukzessionsvorgänge an der Baumgrenze

Auch im Sommer finden wir in den Tälern des Hida-Gebirges noch viel Schneereste. Betrachten wir seine Hänge, so sehen wir, dass die Grasvegetation auf den in der Mitte des Tales liegenden Schnee folgt, an welche sich *Betula* anschliesst, oberhalb der sich *Abies* befindet. Das ist eine allgemeine Erscheinung. Aus diesem Grunde zieht sich in solchen Tälern *Betula* oft bis tief hinab.

Ich machte bei 14 Orten solcher Graszonen Bestimmungen der pH-Werte des Bodens und fand 5.8–7.4. Diese Werte sind höher als diejenigen des *Betula*- und des *Abies*-Bodens, von denen bereits oben die Rede war. Zwecks Sukzessionsforschung verglich ich die verschiedenen pH-Werte mit der schematischen Darstellung von W. LÜDI (1923).

In der hochalpinen Zone sind die pH-Werte des Bodens oberhalb der Baumgrenze — wie bereits beschrieben — meistens sehr hoch. Nach LÜDI haben wir die Ursache in den relativ vielen Mineralsalzen dem mangelnden Humus zu suchen. Solcher Boden eignet sich für Anfangsgesellschaften. Dort, wo *Betula* nahe der Baumgrenze wächst, erhält man verschiedene niedrigere pH-Werte als oberhalb derselben, ausnahmsweise auch noch niedrigere als beim *Abies*-Boden. Diese Erscheinung ist charakteristisch für Übergangsgesellschaften. Im *Abies*- und *Picea*-Wald zeigen sich weit weniger Schwankungen. Der Boden hier weist zuviel Humus auf. Die Messungen im *Fagus*-Wald ergeben wiederum Schwankungen, doch sind dieselben geringer als im *Betula*-Wald. Diese Befunde stimmen mit dem LÜDI'schen Schema ganz und gar überein. Auf Grund dieser Tatsachen möchte ich behaupten, dass die Bestimmung der pH-Werte des Bodens ein geeignetes Mittel ist, uns über die Sukzessionsvorgänge Aufschluss zu geben.

Um die Einheiten der Gesellschaften zu bestimmen, hat LIPPMAA (1938) die Einschichtassoziation aufgestellt. Bis jetzt galten Physiognomie, Flora und Standort als Merkmale, während bei der Einschichtassoziation besonders den Lebensformen Beachtung geschenkt wird. Hierüber hat GLEASON (1936) eine eingehende Diskussion geliefert. Für das Studium der Baumgrenze ist die Einteilung in Einschichtassoziationen nicht ungeeignet. Ökologisch gehört der Baum zur höchsten Ordnung der Lebensformen. — Der *Abies-Picea*-Wald an der Waldgrenze kann als Schlussgesellschaft und Klimax angesehen werden. *Betula*-Wald ist dagegen eine Übergangsgesellschaft. In der Baumschicht übernimmt *Betula* die Rolle des Pioniers. Nach WEAVER u. CLEMENTS (1929) nennt man solche Gesellschaften „*associes*", nämlich eine Einheit von „*seral unit*" (*developmental association*), was eine sehr passende Definition ist.

§ 4. Ansiedlungsart der Bäume an der Baum- und Waldgrenze

Aus den obigen schematischen Darstellungen ergibt sich Folgendes: *Betula* siedelt sich immer an offenen Standorten an, z.B. in Felsenrissen und dort, wo es keine andere Konkurrenz mehr gibt. Die Siedlungsart von *Betula* ist zufällig und vereinzelt, wie dies auch bei *Larix* dann und wann der Fall ist, beispielsweise auf dem Siroumadake und Harinokidake. Eine andere Art ist die der Aggregation der jungen *Betula*-Keimlinge um den Mutterbaum.

Das nächste Stadium ist Besiedlung (*ecesis*), es wachsen plötzlich viele junge Bäume ziemlich regelmässig in Reihen nebeneinander, wobei vielleicht die Konkurrenz stark wird, wodurch sich auf einmal die Gesellschaft entwickelt.

Schon im Zustand der Aggregation beginnt ein Stadium von Invasion und die Neigung zur Vermehrung der Individuen, die dominant werden wollen, setzt ein. Wenn jedoch der Standort ungeeignet ist, gehen dieselben vor der Befruchtungserscheinung ein. Im Falle der Vermehrung aber tritt allmählich nach WEAVER u. CLEMENTS (1929) verstärkte Konkurrenz auf, das Streben nach Priorität, die Abhängigkeit voneinander, das Aufeinanderangewiesensein (*mutuality*) beginnt. Im Stadium der Aggregation finden wir solche Erscheinungen nur im Mindestmass, während die Unabhängigkeit der Individuen auf dem Maximum steht.

Wie oben schon gesagt, wird die Konkurrenz stärker, wenn die Besiedlungserscheinungen eintreten; die relativ regelmässige Entwicklung der Individuen verliert sich. Wenn es jedoch zur Bildung des Waldes kommt, gewinnen die Individuen bei der Bildung eines schönen Waldes ihre Regelmässigkeit wieder (associes nach WEAVER u. CLEMENTS 1929).

Jedenfalls ist *Betula* in der Baumschicht auch eine Pioniergesellschaft. Im Vergleich mit *Abies* besitzt *Betula* in Bezug auf den Einfluss des Standortes eine weit grössere Passivität. Die Reihen der Individuen und die Beziehungen zum Unterwuchs sind nicht harmonisch und bestimmt. Die *Betula*-Samen haben Flügel und vermögen mit dem Wind weit zu fliegen, ihre Mobilität ist also gross. Dagegen verbreiten sich *Abies* und *Picea* nur immer verhältnismässig nahe der Mutterbäume. Auf Grund der oben geschilderten Eigenschaften hat *Betula* wenig Licht- und Wurzelkonkurrenz zu erleiden und vermag sehr wohl in der Baumschicht die Rolle des Pioniers zu übernehmen. Andererseits hat *Betula* einen kurzen Gesellschaftslebenslauf, weshalb sie nicht immer eine Einschichtassoziation bilden kann. *Abies* und *Picea* dagegen vermögen sich in Massen zu verbreiten und so in den *Betula*-Wald vorzudringen. Wenn *Betula* nach CLEMENTS „*associes*“ bildet, sind im allgemeinen *Abies* und *Picea* schon

in ihr Gebiet vorgedrungen. Je grösser die Massen des vordringenden Nadelwaldes sind, desto grösser ist auch der Erfolg. Dagegen hat *Betula* mit seinen Pionier-Eigenschaften weniger Bedeutung für den Einfall in andere Wälder.

Wenn sich *Betula* und *Abies* an dem Grenzsaum beider Zonen im ungefähren Gleichgewicht befinden, entsteht ein gleichmässiger schmaler, schöner Mischwald. Diese Erscheinung finden wir auch bei *Betula* und *Pinus*. Aber *Betula* geht nicht so oft in das Terrain von *Pinus pumila* über, vielmehr umgekehrt dringt letztere leicht in den *Betula*-Wald ein. Ebenso wandern *Abies* und *Picea* oft in *Pinus pumila* ein und unter dem Schatten von *Pinus pumila* vollzieht sich die Veränderung vom xerophytischen Zustand in den mesophytischen. Diesen Vorgang vermag ich nicht als Konkurrenz zwischen *Pinus pumila* und *Abies* (*Picea*) anzusehen, sondern derselbe ist lediglich die Reaktion auf den Einfall der *Abies* (*Picea*)-Gesellschaften in die *Pinus pumila*-Zone. Wenn die letztere zufällig Lücken und lichte Standorte aufzuweisen hat, so kann sich auch *Betula* gut zwischen *Pinus pumila* ansiedeln. Im allgemeinen besitzt dieser Baum Priorität über das Licht und in der Regel pflegen sich die Sukzessionsvorgänge in folgender Reihenfolge abzuspielen: *Betula*→*Abies*→(*Picea*).

Pinus pumila folgt in der Gebüschschicht im allgemeinen auf die Pioniergesellschaften und bleibt dann bis zur Schlussgesellschaft, aber in Ausnahmefällen vermag sie auch als Anfangsgesellschaft aufzutreten. Nach dem LÜDI'schen Schema steht *Pinus pumila*, den pH-Werten des Bodens nach, zwischen der Anfangs- und der Übergangsgesellschaft der Gebüschschicht. Bei extremen Standorten wie auf Lavafeldern, wo die pH-Werte sehr niedrig sind, folgt *Abies* direkt auf die *Pinus pumila*-Zone und die Übergangsgesellschaften von *Betula* fallen aus. Es hat den Anschein, als fehlten hier die Optimalgesellschaften.

Solche *Pinus pumila*-Formation möchte ich als edaphische Formation betrachten. Wo es keinen Baumwuchs gibt wie auf diesen Sümpfen, herrscht *Pinus pumila* durch alle Stadien, d.h. von der Anfangsgesellschaft bis zur Schlussgesellschaft.

Ähnliche Verhältnisse in den Sukzessionsvorgängen finden wir auch bei den oben besprochenen Grasformationen in Nähe der Schneedecke, auf denen kein Baumwuchs mehr zustandekommt.

§ 5. Die steigende Baumgrenze im Hida-Gebirge

In Europa stellten BROCKMANN-JEROSCH (1919) und andere fest, dass es früher oberhalb der jetzigen Baumgrenze noch Bäume gegeben hat, die auf irgendeine Weise — durch Waldbrände oder durch den Einfluss

des Menschen, z.B. Weidenwirtschaft — zugrundegegangen sind. Auch in Nordamerika fand PEARSON (1930) diese Erscheinung bestätigt und auch F. GRIGGS (1938a) behauptete dasselbe vor nicht langer Zeit für die Rocky Mountains.

Im Hida-Gebirge dagegen ist weder in der Geschichte noch auf dem Gelände selbst irgendein diesbezüglicher Hinweis auf solche Einflüsse zu finden und es steht ausser Frage, dass wir es im Hida-Gebirge mit natürlichem Wald zu tun haben.

An den Hängen und auf den Kämmen gibt es überall sehr gut, vor allem gruppenweise, entwickelte junge Bäume. Im Vergleich mit den Alpen findet man weit weniger Krummholz und die jungen Bäume haben ein kräftiges Wachstum aufzuweisen. Nach dem Vorausgeschickten möchte ich sagen, dass die japanische Waldgrenze und die japanische Baumgrenze im Steigen begriffen sind. In der Tat zeigt sich aber, dass die Baumgrenze jährlich durch den starken Wind lokal herabgedrückt wird, wodurch es unmöglich ist, die theorethische thermische Baumgrenze auf dem Gelände nachzuweisen. Mit anderen Worten, die Baumgrenze und die Waldgrenze im Hida-Gebirge haben sich lange auf demselben Niveau gehalten oder sind sogar im Steigen begriffen, und es kann nicht davon die Rede sein, dass es oberhalb der heutigen Baumgrenze noch alte Bäume gibt und dieselbe, ausser lokal durch Katastrophen wie Sturm, Lawinen, Bergrutsch, Vulkanausbrüche etc. eine Erniedrigung erfahren hat.

§ 6. Die Grenzzone an der Baum- und Waldgrenze

Theoretisch können wir natürlich an der Baumgrenze eine Grenzlinie erhalten, aber in der Wirklichkeit existiert eine solche nicht. Für grosszügige Studien der Gebirge jedoch ist dieselbe von grossem Nutzen. Auf Grund meiner langjährigen Forschungen möchte ich statt „Grenzlinie“ lieber das Wort „Grenzzone“ benutzen.

Anhand meiner schematischen Darstellungen stellte ich induktiv fest, dass im allgemeinen, wenn die Aussenfaktoren wie Klima, Boden usw. grossen und schnellen Wechseln unterlegen sind, die Grenzzone eine schmale ist (s. Fig. 2 und 5), während sie bei geringer Veränderlichkeit der Faktoren breiter ist (s. Fig. 1 und 4). Dadurch kann man von der Grenzzone Rückschlüsse auf die innere Konstruktion der Pflanzengesellschaften und ihre Beziehungen zueinander ziehen.

Die Grenzzone der Pflanzengesellschaften wird von Individuen verschiedener Arten gebildet, an denen man die Sukzessionsvorgänge gut verfolgen kann. Sukzession bedeutet eigentlich fortwährende Entwicklung der Pflanzengesellschaften und ist dynamisch von der Veränderung des Standortes abhängig. Die Vorgänge in der Grenzzone verhalten sich

reziprokal zu denen in den Pflanzengesellschaften. Im Vergleich zu der Entwicklung der letzteren ist diejenige der Grenzzone sehr schwerfällig und nicht so schnell veränderlich.

Wo es im Hida-Gebirge an der Grenzzone *Betula*-Formation gibt, ist ihre Wirkung wie die einer Barriere und die Sukzessionsvorgänge der anderen beiden Gesellschaften werden hinausgezögert.

GRIGGS (1938a) sprach von der Erwünschtheit glatter Hänge zum Studium der Baumgrenze und auch ich bin der Meinung, dass solche am besten geeignet sind. Der natürliche Wald mit einheitlicher Topographie ohne spitze Gipfel und tiefe Täler und starke Winde mit regelmässig entwickeltem Boden und Waldbestandteilen ist der ideale Standort für das Studium der Baumgrenze. Von diesem Standpunkt aus ist das Akaisi-Gebirge (japanische Südalpen) zum Studium der Baum- und Waldgrenze viel geeigneter als das Hida-Gebirge (japanische Nordalpen).

Schlussfolgerungen

Das Problem der Baum- und Waldgrenze hat, wie die Geschichte zeigt, schon seit langem die Köpfe der Forscher bewegt. Zuerst griff man die Wärme auf und suchte den kausalen Zusammenhang zwischen dem Verlauf der Baum- und Waldgrenzen und demjenigen der Lufttemperatur. Später fanden auch Wind und Wasserhaushalt Berücksichtigung. Jedoch kam man mit diesen Einzelfaktoren nicht zur Lösung des Problems und wandte daher schliesslich seine Aufmerksamkeit dem Klimacharakter zu, wobei die Untersuchungen mehr experimentelle Richtung einnahmen.

Die Baumgrenze und die Waldgrenze sind jedoch nicht nur von den klimatischen, sondern auch von den edaphischen und biotischen Faktoren abhängig, die durch ihr Zusammenwirken kompliziert werden. Auch der orographische Charakter übt einen starken Einfluss auf den Verlauf der Grenzen aus, besonders im Hida-Gebirge, wo die Orographie sehr kompliziert ist. Diese Tatsache hat bis jetzt noch nicht genügend Berücksichtigung gefunden.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem eingehenden Studium des orographischen Charakters bzw. dem Verlauf der Baum- und Waldgrenze. Die runden (konvexen) Kämme, ganz besonders der Westseite der Hauptgebirgszüge, haben im allgemeinen eine hohe Baum- und Waldgrenze, während die Ostseite durch die durch die Schneedecke verkürzte Vegetationszeit eine niedrigere hat. Dass die Westseite durchschnittlich eine höhere Baum- und Waldgrenze hat, liegt vor allem am orographischen Charakter, welcher die Sukzessionsvorgänge hier begünstigt und beschleunigt.

Felsgelände zeitigt die zufällige hohe Baumgrenze von *Betula*, weil dasselbe der von ihr bevorzugte Boden ist, auf dem sie windgeschützte Keimplätze findet. Während es aus diesem Grunde die höchste Baumgrenze auf Felsgelände gibt, geht die Waldgrenze auf runden (konvexen) Kämmen am höchsten, da die Bäume dort als Masse wohl zu gedeihen vermögen.

Bei zerrissenen konkaven Kämmen ist die Baum- und Waldgrenze im allgemeinen niedrig. Sie wird im Grossen und Ganzen von Norden nach Süden höher, wenn auch lokal durch das Zusammenwirken verschiedener Faktoren der Verlauf der beiden Grenzen kompliziert wird, wie in dieser Arbeit ausführlich besprochen wurde.

Die topographischen, klimatischen, edaphischen und biotischen Verhältnisse im Hida-Gebirge liegen so kompliziert, dass es unmöglich ist, für dieselben die regelmässige Veränderung des Verlaufs beider Grenzen bei der jeweiligen Exposition N, O, S, oder W nachzuweisen.

Die Wärme ist natürlich der bedeutendste Faktor für den Verlauf beider Grenzen, da sie für den Baumwuchs selbst eine so grosse Rolle spielt, doch wird auch ihre Wirkung mehr oder weniger von den übrigen Faktoren modelliert. Vor allem kommt es auf die Wärmequantität an, die bei der verkürzten Vegetationszeit ausschlaggebend ist und deren Bedeutung durch die anderen Faktoren z.T. ausgeglichen, bzw. verstärkt werden kann. Das Austreiben der Sprosse und die Aufnahme der Kambiumtätigkeit stehen in engem Zusammenhang mit der Erwärmung derselben. Darum sind mikroklimatische Messungen unter der Insolation zum Studium der Baum- und Waldgrenze unerlässlich.

Nach meinen Feststellungen fallen die Isobiote und die Isotherme nicht immer zusammen.

Die Lufttrockenheit ist nicht von langer Dauer und hat für den Baumwuchs keine besondere Bedeutung.

Fast überall zeigt sich, dass die Windwirkung lokal eine sehr grosse Rolle spielt, besonders ist die mechanische Wirkung der Nordwestwinde im Winter charakteristisch.

Licht und schlechte Bodenverhältnisse verstärken die Reduktion der verschiedenen Organe, welche durch Wärmemangel nur eine ungenügende Ausbildung erfahren haben.

Die grosse Niederschlagsmenge in Regenform ist für den Baumwuchs fast ohne Belang, in den schneereichen Gegenden verursacht die enorme Schneemenge jedoch eine Verkürzung der Vegetationszeit und damit ungünstige Baumwuchs-Bedingungen.

Lawinen führen oft zu lokalen Erniedrigungen der Baum- und Waldgrenze.

So ist die Bedeutung der einzelnen Klimafaktoren für den Baumwuchs je nach der Jahreszeit eine verschiedene; während z.B. zu Beginn der

Vegetationsperiode der Wärme die grösste Bedeutung zukommt, spielt im Sommer der Faktor Wasser die wichtigste Rolle.

Beim Gipfelphänomen (und Kammphänomen) kommt es vor allem auf die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Bodens an und zur Orientierung der Bodenzonen ist es erforderlich, die pH-Werte des Bodens genau zu kennen. Ich erhielt bei meinen diesbezüglichen Bestimmungen regelmässige Resultate und zwar in Kamm- und Gipfelnähe sind die pH-Werte ziemlich hoch, mit dem Hineinkommen der Vegetation werden sie niedriger, um an der Waldgrenze des Nadelwaldes ihr Minimum zu erreichen. Noch etwas tiefer zeigt der Boden der Laubwälder wiederum etwas höhere Werte. Die Beziehungen der pH-Werte zueinander decken sich mit den Sukzessionsvorgängen.

Betula gedeiht meist als erster Ansiedler und bildet dann Anfangs- bzw. Übergangsgesellschaften. Unter dem Schutze von *Betula* siedeln sich *Abies* und *Picea* als zukünftige Nachfolger an, jedoch ist die letztere autoökologisch nur im Inland verbreitet. *Alnus, Sorbus, Salix* werden hier nicht weiter behandelt, weil sie an der Baum- und Waldgrenze nur zur Gebüschschicht gehören. *Pinus pumila* jedoch bildet als Gebüsch oft Schlussgesellschaften, in welche der Jungwuchs von *Abies* (*Picea*) hineinkommt. Aber der *Pinus pumila*-Standort ist für *Abies* (*Picea*) bereits eine Kampfzone. Sie haben sehr viel unter den hier herrschenden klimatischen, edaphischen und biotischen Faktoren zu leiden, dennoch sind im Hida-Gebirge *Abies, Picea* und *Betula* überall am Steigen begriffen. Diese Kampfzone möchte ich als „Dispersionszone“ betrachten.

Früher wurden die Verbreitungsgrenzen der Arten bzw. der Assoziationen immer durch Linien ausgedrückt und pflanzengeographisch sprach man von systematischen Arealen, ökologisch von der Biogrenze, die immer wieder zur Diskussion gelangten. Zur Festlegung solcher Linien jedoch reichen unsere Kenntnisse nicht aus und ihre Anwendung birgt die Gefahr ständiger Irrtümer in sich, wie aus meinen Studien über die Biogrenze, bzw. die Baum- und Waldgrenze klar hervorgeht. Die Waldgrenze ist die synökologische, die Baumgrenze die autoökologische Grenze, zwischen welchen immer eine Übergangszone, die „Dispersionszone“, liegt. Ihre Breite, die in der Hauptsache von den äusseren Faktoren abhängig ist, ist von grösster Wichtigkeit, wie diese Arbeit gezeigt hat.

Wenn man diese Dispersionszone in Bezug auf die Grenzprobleme einem eingehenden Studium unterziehen würde, liessen sich die Beziehungen der Pflanzen, bzw. Pflanzengesellschaften zu den äusseren Faktoren klarstellen. Besonders wird es für die Kenntnis der Sukzessionsvorgänge in Zukunft sehr nützlich sein, der Dispersionszone und dem Grenzsaum besondere Beachtung zu schenken. Ich möchte ein für diesen Zweck verhältnismässig ideales Gelände wählen, nämlich das Akaisi-Gebirge (die japanischen Südalpen) oder auch kegelförmige Berge.

Literatur

ANDREÁNSKY, Br. G. 1939: Der Baumwuchs und seine klimatischen Grenzen in Nordafrika. Englers Bot. Jahrb. 70. Bd. H. 2.

ARRHÉNIUS, O. 1922: Bodenreaktion und Pflanzenleben. Leipzig.

——— 1926: Kalkfrage, Bodenreaktion und Pflanzenwachstum. Leipzig.

ASAI, T. 1934: Über das Vorkommen und die Bedeutung der Wurzelpilze in den Landpflanzen. Jap. Journ. of Bot. Vol. III, No. 1–2, p. 107–150.

BERNBECK, O. 1920: Das Wachstum im Winde. Forstwiss. Zentralbl. Januar: S. 27–40; Februar: S. 59–69; März: S. 93–100.

BONNIER, G. 1889: La végétation de la chaîne du Mont Blanc comparée à celle des contrées voisines. Revue générale de bot. I, p. 154.

BRAUN, J. 1913: Die Vegetationsverhältnisse der Schneestufe in den Rätisch-Lepontinischen Alpen. Denkschr. d. Schweiz. Nat. Ges. XLVIII.

BREMEKAMP, C. E. B. 1935: Wie soll die Bezeichnung Baum verwendet werden? Ber. d. D. Bot. Ges. Bd. LIII, H. 7.

BROCKMANN-JEROSCH, H. 1919: Baumgrenze und Klimacharakter. Beitr. z. Geobot. Landesaufnahme. 6. Zürich.

——— 1927: Die Vegetation der Schweiz. Bern.

BUCH, L. von 1812: Über die Grenzen des ewigen Schnees im Norden. Gilberts Ann. d. Physik. XLI, S. 21.

BÜHLER, A. 1918: Der Waldbau. Stuttgart.

CANDOLLE, A. de 1855: Sur Géographie botanique raisonné, p. 253 f.

CHRIST, H. 1882: Das Pflanzenleben der Schweiz. Zürich.

CLARK, W. M. 1928: The Determination of Hydrogen Ions. Baltimore.

CLUM, H. H. 1926: The effect of transpiration and environmental factors on leaf temperatures. Am. Journ. Bot. 13, p. 194.

DÄNIKER, A. 1923: Biologische Studien über Baum- und Waldgrenze, insbesondere über die klimatischen Ursachen und deren Zusammenhänge. Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich 68.

DINGLER, H. 1886: Die Pflanzendecke des Wendelsteins. Zeitschr. d. D. u. Ö. A. V. Bd. XVII, S. 448.

DORNO, C. 1911: Studien über Licht und Luft des Hochgebirges. Braunschweig.

——— 1919: Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Strahlentherapie Bd. IX und X.

——— 1927: Grundzüge des Klimas von Muottas-Maraigl (Oberengadin). Braunschweig.

DRUDE, O. 1890: Handbuch der Pflanzengeographie. S. 75. Leipzig.

EBLIN, B. 1901: Die Vegetationsgrenzen der Alpenrosen als unmittelbare Anhalte zur Feststellung früherer bzw. möglicher Waldgrenzen in den Alpen. Schweiz. Zeitschr. f. d. Forstw. Jahrg. 52.

ECKARDT, E. 1924: Lufttemperatur und Baumgrenze. Peterm. Mitt. 70.

EHLERS, J. H. 1915: The Temperature of Leaves of Pinus in Winter. Am. Journ. Bot. vol. 11, p. 32–70.

FANKHAUSER, Fr. 1901: Der oberste Baumwuchs. Schweiz. Zeitschr. f. d. Forstw. LII, S. 3.

FISCHER-OOSTER 1848: Über Vegetationszonen und Temperaturverhältnisse in den Alpen. Mitt. d. Naturf. Ges. Bern. S. 120.

FLAHAULT, Ch. 1901: Sur les limites supérieures de la végétation forestière et les prairies pseudoalpines en France. Rev. des eaux et forêts. Bd. 40, p. 385.

FRIES, Th. C. E. 1913: Botanische Untersuchungen im nördlichsten Schweden. Vetenskapliga och pratiska undersökningar i Lappland, etc. Flora och Fauna 2. Upsala, S. 169.

FRITZSCHE, G. 1933: Untersuchungen über die Gewebetemperaturen von Strandpflanzen unter dem Einfluss der Insolation. B. B. C. 50, S. 251.
FRÖDIN, J. 1916: Studier over skogsgräntzen i Skandinavien. Sv. Vet. Ak. Ark. f. Bot. Bd. 10. Lund.
GEIGER, R. 1927: Das Klima der bodennahen Luftschicht. Braunschweig.
GESSNER, K. 1555: Descriptio Montis Fracti, sive Montis Pilati.
GLEASON, H. A. 1936: Is the Synusia an Association? Ecol, vol. 17, No. 4, p. 444.
GRIESEBACH, A. 1884: Die Vegetation der Erde. II. Aufl. S. 77.
GRIGGS, R. F. 1927: Timberlines as indicators of climatic trends. Science, vol. 85, p. 251–255.
——— 1938a: Timberlines in the Northern Rocky Mountains. Ecol. vol. 19, No. 4.
——— 1938b: Progress and Problems in the study of Timberline on Mt. Washington. Mt. Washington Obs. News Bull. No. 4, p. 3–6.
HALLER, A. 1768: Historia stirpium indigenarum Helvetiae inchoata. 3 Bde.
HANN, J. und R. SÜRING 1926: Lehrbuch der Meteorologie. S. 253. Leipzig.
HANNERZ, A. G. 1923: Die Waldgrenzen in den östlichsten Teilen von Schwedisch-Lappland. Svensk Bot. Tidskr. Bd. 17, H. 1. S. 2.
HARDER, R. 1930: Beobachtungen über die Temperatur der Assimilationsorgane sommergrüner Pflanzen der algerischen Wüste. B. Bot. 23. S. 703.
HARVEY, R. B. 1923: Cambial temperatures of trees in winter and their relation to sun scald. Ecol. 4, p. 261–265.
HAYASHI, T. 1932: Forest trees in wind-exposed habitats and others. Soc. Forest. Kyōto Imp. Univ. Bull. No. 5 (jap.).
HOSS, W. 1932: Die Methoden der Messung der Wasserstoffionenkonzentr. im Hinblick auf bot. Probleme. Beih. z. bot. Zentralbl. Abt. I, S. 1–98.
HUBER, BR. 1935: Der Wärmehaushalt der Pflanzen.
HUMBOLDT, A. von 1817: De distributione geographica plantarum secundum coeli-temperiem et altitudinem montnum. Prolegomena, S. 247. Paris.
IMANISHI, K. 1935: Über die Waldgrenze der japanischen Nordalpen. Journ. Jap. A. C. vol. XXX, No. 2 (jap.)
IMHOF, Ed. 1900: Die Waldgrenze der Schweiz. Gerlands Beitr. z. Geophys. 4, H. 3.
JACCARD, P. 1902: Gesetze der Pflanzenverteilung in der alpinen Region. Flora. Bd. XC.
KABSCH, W. 1870: Das Pflanzenleben der Erde. Hannover. S. 331.
KERNER, A. 1863: Österreichs waldlose Gebiete. Österr. Revue. Bd. 1.
——— 1864/65: Studien über die obere Grenze der Holzpflanzen in den österr. Alpen. Österr. Revue. Bd. 2 u. 3.
KIHLMANN, A. O. 1890: Pflanzenbiol. Studien aus Russisch-Lappland. Act. Soc. pro Fauna et Flora Fenn. 6.
KNOCH, K. und E. REICHEL 1930: Verteilung und jährlicher Gang der Niederschläge in den Alpen. Abh. Preuss. Met. Inst. IX, Nr. 6.
KÖPPEN, W. 1900: Versuch einer Klassifikation der Klimate, vorzugsweise nach ihren Beziehungen zur Pflanzenwelt. Hettners Geogr. Zeitschr. H. 1 u. 2, S. 599.
——— 1919: Baumgrenze und Lufttemperatur. Peterm. Mitt. 65, S. 201 ff.
——— 1920: Verhältnis der Baumgrenzen zur Lufttemperatur. M. Z. vol. 37.
KOSLOWSKA, A. 1934: The influence of plants on the concentration of hydrogen ions in the medium. Journ. of Ecol. vol. 22, No. 2.
KRAUS, G. 1911: Boden und Klima auf kleinstem Raum. Jena.
KURZ, H. 1930: The relation of pH to plant distribution in nature. Am. Nat. vol. 64.
LIPPMAA, T. 1938: Areal und Alterbestimmung einer Union (Galeobdolon-Asperula-Asarum-U.) sowie das Problem der Charakterarten und Konstanten. Acta Inst. et. Hort. Bot. Univ. Tartuensis. vol. VI, Fasc. 2.

LIVINGSTONE, B. E. and F. SHREVE 1921: The distribution of vegetation in the United States, as related to climatic conditions. Carnegie Inst. Wash. Pub. 284.

LÜDI, W. 1923: Die Untersuchung und Gliederung der Sukzessionsvorgänge in unserer Vegetation. Verh. d. Naturf. Ges. Basel. 35 (Festschrift f. Christ).

MAREK, R. 1910: Waldgrenzenstudien in den österr. Alpen. Peterm. Mitt. Ergänzungsheft 168.

MAYER, H. 1901: Einige naturgesetzliche Grundlagen des Waldbaues. Allg. Forst- und Jagdzeitung. Dezember-Heft. S. 401–404.

MEVIUS, W. 1927: Reaktion des Bodens und Pflanzenwachstum. Naturw. und Landwirtschaft. Heft 11. München.

MICHAELIS, L. 1922: Die Wasserstoffionenkonzentration. 2. Aufl. Berlin.

——— 1926: Praktikum der physikalischen Chemie. 3. Aufl. Berlin.

MICHAELIS, P. 1932: Ökologische Studien an der alpinen Baumgrenze. I. Das Klima und die Temperaturverhältnisse der Vegetationsorgane im Hochwinter. Ber. d. D. Bot. Ges. 50, S. 31.

——— 1934: Ökologische Studien an der alpinen Baumgrenze. II. Die Schichtung der Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Evaporation über einer Schneeoberfläche. B. B. C. Bd. LII Abt. B, S. 310–332. III. Über die winterlichen Temperaturen der pflanzlichen Organe, insbesondere der Fichte. Ebenda, S. 333–337.

——— G. und P. 1934: Ökologische Studien an der alpinen Baumgrenze. IV. Zur Kenntnis des winterlichen Wasserhaushaltes. Jahrb. f. wiss. Bot. Bd. 80, H. 2.

MOHL, H. 1843: Einige Bemerkungen über die Baumvegetation der Alpen. Bot. Ztg. S. 409, 427, 439 u. 442.

MÖRIKOFER, W. 1933: Zur Bioklimatologie der Schweiz.

NUERNBERGK, E. 1932: Physikalische Methoden der pflanzlichen Lichtphysiologie. Handb. d. biol. Arbeitsmethoden. Abt. 11, III. Teil S. 922.

OLSEN, C. 1923: Studies on the hydrogenion concentration of the soil and its significance to the vegetation, especially to the natural distribution of plants. Compt. rend. trav. lab. Carlsberg. 15 No. 1.

PEARSON, G. A. 1914: A meteorological study of parks timbered areas in the western yellow pine forests of Arizona and New Mexico. U. S. Mo. Weather Rev. 41, p. 1615–1629.

——— 1820: Factors controlling the distribution of forest types. Ecol. 1, p. 139–159, 289–308.

——— 1930: Forest types in the southwest as determined by climate and soil. U. S. Dept. Agric. Tech. Bull. 247.

QUERVAIN, A. de 1904: Die Hebung der atmosphärischen Isothermen in den Schweizeralpen und ihre Beziehung zu den Höhengrenzen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 6, S. 524.

RIETZ, E. Du 1925: Studien über die Höhengrenzen der hochalpinen Gefässpflanzen im nördlichen Lappland. C. Schröters Festschrift. Zürich.

RÜBEL, E. 1908: Untersuchungen über das photochemische Klima des Berninahospizes. Zürich.

——— 1912: Pflanzengeographische Monographie des Berninagebietes. Englers bot. Jahrb. XLVII.

SCHARFETTER, R. 1918: Beiträge zur Kenntnis subalpiner Pflanzenformationen. Österr. bot. Zeitschr. S. 77.

SCHIMPER und v. FABER 1935: Pflanzengeographie auf physiologischer Grundlage. 1. Bd. Jena.

SCHLAGINTWEIT, A. und H. 1850: Untersuchungen zur physikalischen Geographie der Alpen.

SCHRECKENTHALT-SCHIMITSCHEK, G. 1934: Klima, Boden- und Holzarten an der Wald- und Baumgrenze in einzelnen Gebieten Tirols. Innsbruck.

SCHRÖTER, C. 1926: Das Pflanzenleben der Alpen. Zürich.

SCHRÖTER, C. und F. G. STEBLER. 1889: Die Alpenfutterpflanzen S. 70. Bern.

SENDTNER, O. 1854: Die Vegetationsverhältnisse Südbayerns S. 278.

SEYBOLD, A. und F. BRAMBRING 1933: Über die thermischen Eigenschaften der Laubblätter. Planta 20, S. 201–229.

SHADE, A. 1912: Pflanzenökologische Studien an den Felswänden der Sächsischen Schweiz. Englers Bot. Jahrb. 48, S. 119.

SHAW, C. H. 1909a: Vegetation and altitude. Plant World vol. 12, No. 3, p. 63–64.

——— 1909b: Causes of timberline on mountains. Ebenda. vol. 12, No. 8, p. 169–181.

SHRATZ, E. und G. FRITZSCHE 1932: Über die Bedeutung pflanzlicher Temperaturmessungen bei Transpirationsuntersuchungen am Standort. B. B. C. Bd. 49, S. 435–455.

SHREVE, F. 1912: Cold air drainage. Plant World 15, p. 110–115.

SNYDER, E. F. 1935: Methods for determining the hydrogen-ion concentration of soils. Washington.

SOKOLOWSKI, M. 1928: O Górnej Granicy Lasu W Tatrach (Résumé: La limite supérieure de la forêt dans le massif des Tatras. Zakład Badania Drzew I Lasu Nr. 1. Kraków.

SØRENSEN, S. P. L. 1912: Über die Messung und Bedeutung der Wasserstoffionenkonzentration bei biologischen Prozessen. Ergeb. d. Physiol. 12, S. 393.

TAKAHASHI, K. 1935: Kurze Mitteilungen über pflanzenökol. Beobachtungen während der ersten winterl. Hakutosanbesteigung im Jan. 1935. Sonderabdruck aus d. Mitt. üb. d. H. Exp. d. Kais. Univ. Kyōto.

——— 1936: Windschaden durch den Taifun am 21. September 1934 in Kyōto (Japan). Ber. d. schweiz. bot. Ges. Bd. 46 (Festschr. Rübel).

——— 1937: Vorläufige Mitteilungen über die Vegetation Karafutos (Südsachalins). Ein Betrag zur Kenntnis der ostasiatischen Baumgrenze. Englers bot. Jahrb. LXVIII, H. 2 und 3.

——— 1941: Ein Beitrag zum Studium von Wind- und Salzschaden anlässlich eines Taifuns. Bot. and. Zool. vol. 9, No. 8 and 9 (japanisch).

TAKAHASHI, M. 1937: Some ecological problems about the high-layer plant. Bot. and Zool. vol. 5, No. 1 (japanisch).

WAHLENBERG, G. 1813: De Vegetatione et Climate in Helvetia septentrionali inter flum. Rhenum et Arolam cum summi septentrionis comparatis. Zürich.

WEAVER, J. E. and F. E. CLEMENTS 1929: Plant Ecology. Mc. Graw-Hill.

WEGENER, A. 1923: Das Wesen der Baumgrenze. M. Z. S. 271 ff.

WHERRY, E. T. 1920: Determining soil acidity and alkalinity by indicators in the field. J. Wash. Acad. Sci. 10, p. 217.

WLODEK, J. und K. STRZEMIENSKI 1925: Untersuchungen über die Beziehungen zwischen den Pflanzenassoziationen und Wasserstoff-Ionen-Konzentration in den Böden des Chochołowska-Tales (Tatra, Polen). Bull. d. l'Acad. Polon. d. Sc. et d. Lett. B.

WHERRY, E. T. 1920: Soil acidity and a field method for its measurement. Ecology. 1.

YOSHIOKA, K. 1938: Montane Forests on Mt. Hakkoda. I. On the Forests of Fagus-Sasa Climax Zone. Seitaigaku Kenkyu, vol. 3, No. 3, 4 and vol. 4, No. 1. II. On the Forests of Abies-Sasa Climax Zone. Ebenda. vol. 4, No. 2, 3, 4.

ZOLLITSCH, L. 1927: Zur Frage der Bodenstetigkeit alpiner Pflanzen unter besonderer Berücksichtigung des Aziditäts- und Konkurrenzfaktors. Flora. N. F. 122 Bd. S. 93–158.

Notes on fossil woods from Japan and Manchoukuo*

By Yudzuru OGURA

With plate III–V and 2 text-figures

(Received August 20, 1943)

1. *Araucarioxylon kiiense*, sp. nov.

(Pl. III: A–C, I–J)

Diagnosis. Silicified wood showing structure of Araucarian type. Growth rings not visible, consisting only of tracheids and medullary rays, providing with neither parenchyma nor resin ducts. Tracheids regularly arranged, tetragonal and hexagonal in cross section, usually radial diameter (40–65μ) larger than tangential (30–40μ). Some tracheids contain plate-form brown substances, representing resin plates. Bordered pits only on radial walls; mostly in 2 rows, but 1 or 3 rows not infrequent; closed together, alternate. Each pit somewhat flattened, $\pm 15 \times 12\mu$ in horizontal and vertical diameters, but sometimes circular or nearly so. Medullary rays uniseriate, mostly 1–8 cells high, sometimes much higher (until 20 cells); each cell tetragonal or elliptical in tangential section, $15 \times 20\mu$ in horizontal and vertical diameters; marginal cells somewhat higher. Large oval pits on radial wall, $10\text{–}12 \times 8\text{–}10\mu$ in horizontal and vertical diameters, closely together, 4–8 in a cross field, in 2 horizontal rows.

Locality and Horizon. From Huzinami-mura, Arita-gôri, Wakayama-prefecture; collected by the writer in 1926. Upper Cretaceous. Two small pieces (nos. 1 & 2) of woods, silicified, were found by the writer in the same place, where he found abundant specimens of fossil Cyatheacean trunk, *Cyathocaulis naktongensis*.[1]

Observation. Both of the specimens are greyish white, and their preparations are too transparent to observe minute structure, and it is only a few part that the observations were possible.

The wood consists of uniformly sized tracheids and medullary rays, showing no growth rings in naked eye or under microscope, though some

* Contributions from the Divisions of Plant-Morphology and Genetics, Botanical Institute, Faculty of Science, Tokyo Imperial University. No. 312.

1) OGURA: On the structure and affinities of some fossil tree-ferns from Japan. Journ. Fac. Sci. Imp. Univ. Tokyo. III. Vol. 1. 1927.

rows of flattened tracheids are met with irregularly distributed.[1] The tracheids are arranged mostly in regular rows in cross section (pl. III: A). Each of them is tetragonal or hexagonal; its size is pretty variable, in most cases its radial diameter measures 40–65μ and its tangential one 30–40μ. Bordered pits are visible only in radial wall, arranged closely in 1–3 rows, mostly in 2 rows (pl. III: I). They are alternate, being closely contact with each other, and are flattened a little horizontally, with horizontal diameter of $\pm 15\mu$. Some tracheids are filled with brown substances and look like resinous parenchyma, but it is easily understood in longitudinal section that, they are not parenchyma but are the tracheids filled with plate-like structure. Such plates, the so-called resinous plates, are irregularly distributed, even more than 2 in a tracheid; they are of thin plate-form, mostly in concave form, and as the central part is thin, it is sometimes perforated, remaining only its peripheral part.

Medullary rays are constantly uniseriate. They consist mostly of 1–8 cells in height, but higher rays up to 12 cells, exceptionally those of 20 cells are found. In tangential section, each cell is rectangular with breadth of 15μ and height of 20μ, though sometimes higher cells, especially in marginal cells, are met with. In the corners of two adjacent cells small spaces are sometimes found. In radial wall, lateral pits are visible; they are circular or elliptic, $10–12 \times 6–10\mu$ in horizontal and vertical diameters, and are situated rather closely, contact with each other, 5–8 in a cross field, mostly in 2 horizontal rows, sometimes in 1 or 3 rows (pl. III: J). The inner pores are uncertain, but in a few cases small circular pores are to be seen. In some ray cells are found resinous matter, whose distribution is, however, irregular.

Affinities. Considering the above mentioned characteristics, especially the absence of growth rings and parenchyma and the presence of alternate pitting and resin plates, it is clear that this wood shows an Araucarian affinity. The alternate pitting of the tracheids is so-called araucarioid, and is one of the characteristics of Araucarieae, though such a form is sometimes met with rather abnormally in some other Conifers. The absence of growth rings and parenchyma is also generally one of the characteristics of Araucarieae, but in some species growth rings are partly or wholly present, and in a few species the presence of parenchyma is also recorded (cf. PENHALLOW 1907, POOL 1929). The resin plates of the tracheid are generally present in Conifers, but are generally absent in Araucarieae (cf. RECORD 1918). The present fossil is, therefore, considered as one of the typical Araucarian forms and may be included in *Araucarioxylon* or *Dadoxylon*.

---

1) KOBAYASHI: On the climatic bearing of the Mesozoic floras in Eastern Asia. Japan. Journ. Geol. and Geogr. Vol. 18. 1942.

The wood of Araucarieae may be conveniently classified by number of rows of tracheidal pits in the types of (1) 1 row, (2) 2–3 rows, and (3) more than 3 rows (cf. PENHALLOW 1907). Among the living species of the second type, to which the present fossil species belongs, *Araucaria imbricata* is nearest to the present fossil, but is distinguished from the latter by the presence of growth rings and a few parenchyma (cf. POOL 1929), and among the fossil species *Araucarioxylon kerguelense, A. novae-zeelandica, A. pseudoparenchymatosum* and *Dadoxylon japonicum,*[1] of which the former three are similar to each other and are considered by KRÄUSEL (1919) as one species, *A. pseudoparenchymatosum,* are most similar to the present fossil, but are distinguished from the latter in the presence of growth rings and abundance of radial pits of ray cells. *Araucariopsis macractis* and *Araucarites borussicus* are also similar to the present fossil, but the first species has parenchyma and the second much smaller pits in ray cells (cf. KRÄUSEL 1919, SEWARD 1919). The present fossil is therefore different from the hitherto known species and may be a new species.

2. *Araucarioxylon jeholense,* sp. nov.

(Pl. III: D–F, K–L)

Diagnosis. Silicified wood showing structure with Araucarian affinities. Growth rings not visible, consisting of only uniformly constructed tracheids and medullary rays, provided with neither parenchyma nor resin ducts. Tracheids regularly arranged, tetragonal or hexagonal in cross section, mostly $60–80 \times 50–60\mu$ in radial and tangential diameters. Bordered pits only on radial wall, mostly uniseriate, sometimes biseriate, then alternate, closed together, but roughly arranged ones not infrequent. Each pit circular or elliptic, $13 \times 15\mu$ in diameters. Medullary rays uniseriate, slender, mostly high, 10–20 in cells. Each cell elliptic in tangential section, $\pm 17 \times 10\mu$ in vertical and horizontal diameters. On radial wall large lens-formed pits, diagonally situated, mostly 2 in a cross field.

Locality and Horizon. A black piece of a large trunk, collected by T. RIN from Pafuli, Peipiao-Coalfield, Jehol, Manchoukuo; Taichi-Series (perhaps Rhaeto-Lias).

Observation. The preservation of this fossil wood is not good, and most of the membrane is opaque and shows irregular cracks, and it is only a small part that the details can be observed.

Growth rings are not visible by naked eyes and also under microscope. The wood consists of only tracheids and medullary rays. As the growth

1) SHIMAKURA: Studies on fossil woods from Japan and adjacent lands. 1. Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. II. Vol. 18. 1936.

rings are absent the tracheids are uniform in size and very regular in arrangement. In cross section they are tetragonal or hexagonal in shape, and the radial diameter (60–80μ) is equal to or somewhat larger than the tangential (50–60μ) (pl. III: D). Bordered pits are seen only on radial wall. They are mostly uniseriate and the biseriate form is rather seldom found. Even in the uniseriate form, the pits are not always arranged in regular vertical rows, but they are sometimes so irregular that they show a tendency to be a biseriate form (pl. III: K). Most of the pits are circular or slightly elliptic, $15 \times 13\mu$ in diameters, and are contact with each other, but roughly arranged or isolated pits are not seldom. In biseriate form, the pits are arranged in alternate form, but as such a form is found usually among the uniseriate form, their mutual arrangement is sometimes so irregular that opposite arrangement is occasionally found.

Medullary rays are rather numerous but not so prominent, as they are slender in tangential section. They are rather high, mostly 10–20 cells in height, and much higher ones are frequently found. In tangential section, each cell is elliptic, vertical diameter ($\pm 17\mu$) being larger than tangential breadth ($\pm 10\mu$), so that the rays look like very slender (pl. III: E). In radial section the rays are seen as straight horizontal bands, and their radial pits, if they are well preserved, are seen very prominently, as they are large and lens-formed diagonally situated (pl. III: L). They are generally 2, rarely 1 or 3, in a cross field, and a pit and another one on the opposite sides are situated crossed. But as most of the membrane is opaque the pits on both sides are not always to be seen, and look like mostly as if a single lens-form with central pore. Ray pits are not found in other walls.

Affinities. The above mentioned characteristics of the present fossil wood, especially the alternate arrangement of bordered pits on tracheids and the absence of growth rings and parenchyma show the Araucarian affinities of the fossil, as mentioned in the description of the former species.

Even in Araucarian species, the forms with growth rings or parenchyma are not rare, but those without them are typical, and as the present fossil shows the latter form it may be one of the typical Araucarian species, though the abundance of the uniseriate form instead of the biseriate one of bordered pits is rather few in Araucarian form, and indeed the wood with these characteristics is found among living species in *Araucaria*, such as *A. imbricata*, *A. Cookii*, *A. Rulei* etc. (cf. PENHALLOW 1907, RECORD 1918, POOL 1929), and among fossil species in *Araucarioxylon*, such as *A. arizonicum*, *A. madagascariense* and *A. Prosseri* (cf. PENHALLOW 1907, KRÄUSEL 1919).

The present fossil is characterized, and may be at once distinguished from these allied species, in the large lens-formed pits on the radial wall

of ray cells. Ray pits in the Araucarian form are usually small and circular, and the lens-formed ones are not recorded in other living and fossil species, though some species, such as *Araucarioxylon kerguelens* and *A. septentrionale*, show a tendency of lens-formed pits (cf. SEWARD 1919). Another characteristic in the present fossil is the slenderness of the ray, though such one cannot be pointed out as absolute distinction. From these points, the present fossil may be considered as a new form of *Araucarioxylon* species, and may be named as *A. jeholense*.

3. *Xenoxylon latiporosum* (CRAMER) GOTHAN

(Pl. III: G–H, text-fig. 1: A)

Pinites latiporosum CRAMER 1868.
Cedroxylon latiporosum (CRAMER) SHROTER 1880.
Araucarioxylon latiporosum (CRAMER) KRAUS 1872, 1890.
Araucarioxylon koreanum FELIX 1887.
Xenoxylon latiporosum (CRAMER) GOTHAN 1905, 1906, 1910; HOLDEN 1913; SEWARD 1919; KRÄUSEL 1919; GOTHAN & SZE 1933; SHIMAKURA 1934, 1936[1], 1936[2].

Xenoxylon latiporosum is a Jurassic wood characterized by the flattened bordered pits on the radial wall of tracheids and by large oval pits on the radial wall of ray cells. Owing to the former characteristic this was considered by KRAUS (1872) as one of *Araucarioxylon*, and to the latter characteristic by CRAMER (1868) as one of *Pinites*, but as the flattening of the bordered pits is very prominent, this was considered by GOTHAN (1905) as a special form, under the name of *Xenoxylon*, which was adopted later on by many authors.

As this fossil shows very characteristic features, it is easily distinguished from the other species, and there is no necessity to describe further the characteristics of this fossil, as they were fully described by many authors, especially by FELIX (1887), GOTHAN (1905), HOLDEN (1913) and SHIMAKURA (1936). This species was found widely distributed in the northern hemisphere; from Spitzbergen, through England, Poland, Manchoukuo, Korea to Japan, as was described by SHIMAKURA (1936[1,2]).

In 1925, the writer received from Dr. I. TATEIWA some fossil woods (nos. 1, 4, 6, 7, 8, 10, 11, 12) from Korea, which were identified as *Xenoxylon latiporosum*, though they were not described.* In 1940, the writer had an opportunity to see the locality, where TATEIWA found these materials, and could collect some fragments of fossil woods, which were also determined as *Xenoxylon latiporosum* (nos. 1, 82, 84). They were found together with the trunks of fossil tree-ferns in the bed of the Nak-

---

* Shortly noted in Kagaku-gahō. 1931.

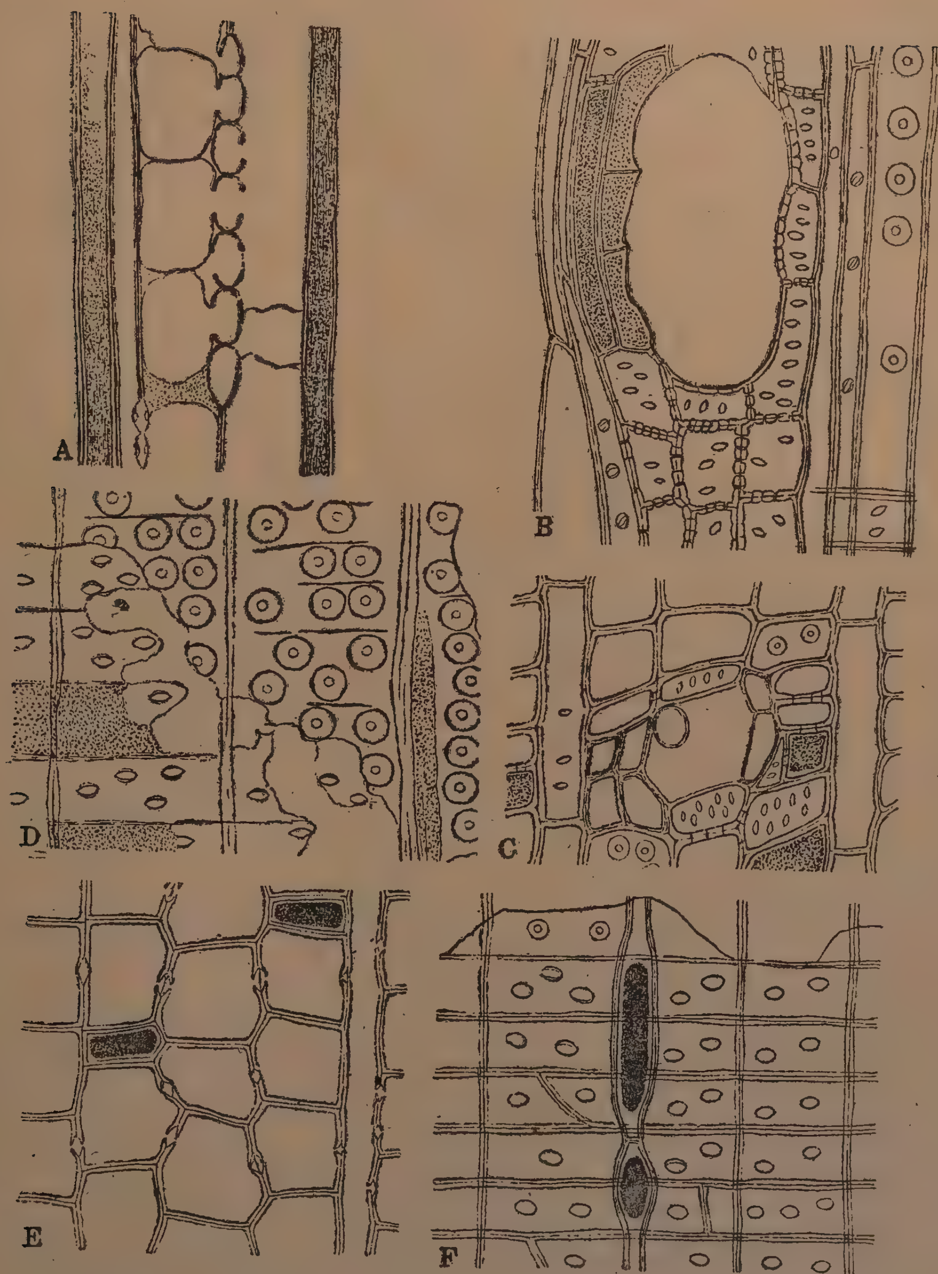
tong-series (Upper Jurassic), on which the writer fully described.[1] The writer collected in the same year a few specimens of the same species (nos. 1, 2), from Botandai of Heizyō (Phyöngyang), the locality where FELIX's specimen, *Araucarioxylon koreanum*, undoubtly synonymous with *Xenoxylon latiporosum*, was found, belonging to the same horizon with the former place.

The writer would not want to describe the detailed structure of these materials, except the membranaceous structure within the tracheids. The presence of such a structure is pretty prominent, as was already noticed by GOTHAN (1910) and SHIMAKURA (1936), but the true nature of this tissue was remained untouched. The writer observed many preparations from different materials and came to the conclusion that they are tyloses of the tracheids derived from the adjacent medullary ray cells.

The distribution and appearance of these tyloses is variable in different specimens. In an extreme case (Heizyō no. 1), they are very abundantly found nearly in all of the tracheids. This structure is well observed in longitudinal section rather than in cross section. In most cases they look like thin irregular plates across the tracheid, usually in horizontal direction. They are not only one or two in a tracheid, but so many ones are often to be found. These membranes are easily distinguished from the tracheidal walls in their thin and irregular form, and even in the material badly preserved they may be observable. But their form and distribution is so irregular that their nature was not traced by the former observers. In the specimen from Heizyō (no. 1), it is pretty well observed that the membranous structure now in question shows spherical or ovoidal tylosis-like form embedded within the tracheid (pl. III: G, H). Moreover, in some cases it is fortunately observable in tangential section that these tyloses come arise from the ray cells (text-fig. 1: A). It is also reasonable that the tyloses come from ray cells, as there are no parenchymatous cells. In most cases, however, such tyloses grow within the tracheids and their membranes come contact with tracheidal walls, and only the free parts of the membranes look like thin plates crossing the tracheids, so that the tylosis-like structure becomes obscure.

The occurrence of tyloses in the tracheids of Conifers is rather rare, and it was observed in some species of *Pinus* by RAATZ (1892), PENHALLOW (1907) and CHRYSLER (1908). According to the detailed study of CHRYSLER, in some species of *Pinus*, tyloses occur in roots and cone-axes, especially in injured parts, and they come out of ray cells. He found them only in *Pinus*-species, but RAATZ found them also in injured

1) OGURA: On the structure and affinities of some fossil tree-ferns from Japan. Journ. Fac. Sci. Imp. Univ. Tokyo. III. Vol. 1. 1927; OGURA: Additional notes on the structure of fossil tree ferns. Bot. Mag. Tokyo. 55. 1941.



Text-fig. 1. A: *Xenoxylon latiporosum*; tangential section showing tyloses originated from the medullary ray cells. B–C: *Taxodioxylon sequoianum*; radial and cross sections showing a resin cavity surrounded by different kinds of cells. D: *Taxodioxylon taxodii*; radial section showing multiseriate pits. E–F: *Taxodioxylon compressum*; cross and radial sections showing compressed parenchyma and ray tracheids. ×400.

wood in some species of *Abies, Picea, Larix* and *Thuja*. The occurrence and the origin of tyloses in the present fossil may be comparable with those of such living Conifers, but those of the present fossil differ from the case of living species in the abundance of their occurrence.

4. Three Species of *Taxodioxylon*

(Pl. IV: A–I, text-fig. 1: B–F)

The writer possesses some fossil woods of *Taxodioxylon*-type, which are similar with but slightly different from each other, and are difficult to be classified. The writer comes now, after careful considerations, to the conclusion that they may be classified in 3 species.

a) Erect trunks on the Tertiary floor of the river Hirose, Sendai, nos. 1, 2 & 3; collected by the writer in 1941 .... *Taxodioxylon sequoianum*
b) One of the fragments of woods in the sand of the Tertiary beach of Nazima, near Hukuoka-city, no. 1; collected by the writer in 1932 . . *Taxodioxylon taxodii*
c) One of the so-called Matuiwa, from Kameyama coalfield, Hukuoka-prefecture, nos. B, C, D, E; collected by the writer in 1932 .... *T. taxodii*
d) One of large trunks in the precincts of Kasii-shrine, Hukuoka-prefecture, used as an ornamental stone brought from an unknown place, no. 1; collected by the writer in 1932 .... *T. taxodii*
e) One of the fragments of woods, on the river Ōyūbari, Ōyūbari, Hokkaidō, no. 3; Cretaceous; collected by the writer in 1930 .... *T. taxodii*
f) Another fragment from the same place with e, no. 5 .... *Taxodioxylon compressum*

Though these fossil woods are slightly different, they are characteristic in possessing the following anatomical structures;

1. Growth rings are distinct, and the transition from the early to the late wood, which is not thick, is gradual.
2. Parenchyma is distributed throughout the ring, each cell containing resinous matter.
3. Though the radial pits of tracheids are usually uniseriate, those in 2–4 rows, arranged in opposite situation, are not seldom. They are small and roughly arranged, leaving spaces between them, in which bars of SANIO are recognized.
4. On the tangential wall of tracheids in the late wood are seen small and roughly arranged pits.
5. Medullary ray is uniseriate, and in radial walls are seen oval pits, 1–4 in a cross field, whose pores are oval or elliptic, that is, they show taxodioid, cupressoid or glyptostroboid pitting.

These characteristics are observable in most species of living species belonging to Cupresseae and Taxodieae, and the fossil woods with such characteristics are included in the genus *Cupressinoxylon* in wider sense

(cf. SEWARD 1919), so that there are no doubt that the present fossils belong to this genus. In living species belonging to Cupresseae and Taxodieae, there are three groups distinguished from the structure of ray pits, that is, from the outline of the pit and its inner pore:

1. Cupressoid pits. Pits circular or oval and pores oval or lens-form; horizontal or slightly oblique; in a cross field 3–2 in number. *Sequoia gigantea, Thuja, Cryptomeria, Chamaecyparis, Callitris, Thujopsis, Cupressus, Libocedrus.*

2. Taxodioid pits. Intermediate form of 1 and 3. *Taxodium, Sequoia sempervirens.*

3. Glyptostroboid pits. Pits large circular; pores nearly the same; in a cross field more than 3, usually close together in 2 rows. *Glyptostrobus, Cunninghamia.*

On these standpoints of view, when such a minute structure of ray pits is recognizable, the fossils of *Cupressinoxylon*-type may be distinguished in 3 genera, that is (1) *Cupressinoxylon* in narrow sense, (2) *Taxodioxylon* and (3) *Glyptostroboxylon* respectively. The distinction of these 3 genera in fossils is, however, rather difficult, unless they are well preserved, and in such cases they may be classified under the name *Cupressinoxylon* in wider sense.

In the living species above mentioned, though there are resin parenchyma no resin ducts are existed, but the traumatic resin cavities, are sometimes observable. Such cavities may appear (a) rather commonly in *Sequoia sempervirens,* (2) rather rarely in *Sequoia gigantea,* or (3) in no cases in *Taxodium distichum* and most species of Cupresseae, so that, when these cavities are present they give good help in identifying the species.

After describing these characteristics commonly found in the present fossils, further notes will be given for each specimen.

(1) *Taxodioxylon sequoianum,* (MERCKLIN) GOTHAN

(Pl. IV: A–C, text-fig. 1: B–C)

Cupressinoxylon sequoianum MERCKLIN 1855; KRENTOWSKY 1880; SCHMALHAUSEN 1883; SEWARD 1919.
Cupressoxylon sequoianum (MERCKLIN) KRAUS 1872.
Taxodioxylon sequoianum (MERCKLIN) SCHMALHAUSEN erw. GOTHAN em. 1906, 1909; PRILL 1913; KRÄUSEL 1913, 1919; OHARA 1926; TAKAMATSU 1929; KUBART 1931; SHIMAKURA 1933, 1934; WATARI 1941.
Sequoia hondoensis YASUI 1917.
Sequoioxylon hondoense YASUI 1928.
Sequoioxylon miyagiense YASUI 1928.
Taxodioxylon ishikuraense TAKAMATSU 1929.

Specimens from Sendai (a: nos. 1, 2 & 3) are very fine materials, showing minute anatomical structure, and in their characteristic structure of the pits of tracheids and rays they show a *Taxodioxylon*-type, and in the presence of traumatic resin cavities they may be identified as *Taxodioxylon sequoianum*. It is well known that numerous fossil woods are found in the vicinity of Sendai, which were identified by M. TAKAMATSU (1929) as *T. sequoianum*.

This species was described at first by MERCKLIN (1855) from the Tertiary of Russia under the name of *Cupressinoxylon sequoianum*, and it was GOTHAN (1906), who emended it as *Taxodioxylon sequoianum*, based on specimens from Senftenberg, and since then this was considered as to be identical to the living species, *Sequoia sempervirens* (cf. KRÄUSEL 1919, TAKAMATSU 1929, SHIMAKURA 1933).

In the wood of *Sequoia sempervirens*, the following characteristics are to be noticed. (1) Growth rings are distinct, and resin parenchyma is distributed throughout. (2) No resin ducts exist, but traumatic resin cavities may occur arranged in tangential direction. (3) The so-called traumatic resin ducts are not canals, but are the series of enclosed sacs inclosing tyloses, and on the epitherial walls surrounding them are seen very distinct small pits. (4) Outside of the epitherial layers are septate tracheids with bordered pits all round. (5) Radial pits on the tracheids are uniseriate or biseriate, but those of 3–4 rows are not seldon (6) Tangential walls in late wood are provided sometimes with uniseriate pits. (7) Horizontal walls of parenchyma show small outgrowthes. (8) Radial pits of the ray measure 1–4 in a cross field, arranged in one, partially in two rows. (9) No tracheid exists in the ray, but sporadic one may be rarely found. Though the characteristics above mentioned are those well known (cf. JEFFREY 1903, PENHALLOW 1907), it is BAILEY & FAULL (1914), who noticed that the anatomical structure of this species is remarkably variable, and in its identification much care must be taken. In identifying the woods of *Sequoia*, or *Taxodioxylon*, careful considerations are thus wanted.

In the case of the present specimens, most of these characteristics were already explained by many authors (cf. KRÄUSEL 1919, TAKAMATSU 1929), and there remains a few points to be explained. Firstly, the occurrence of the outgrowth of horizontal membrane of parenchyma (7) is a well known characteristic of *Sequoia*, and GOTHAN (1906) pointed out this structure as an important characteristic of *Taxodioxylon*. Though this is true, this structure is so delicate that it is not observable in fossils, unless it is preserved in quite a well condition. In the present case, this structure is not observable, though the other characteristics are coincided with *Sequoia sempervirens*, perhaps owing to the condition of preservation.

Secondarily, though the presence of traumatic cavities was described by many authors (GOTHAN 1906, OHARA 1926, TAKAMATSU 1929, SHIMAKURA 1933), they were explained merely as canals, but judging from the figures given by these authors it may be observable that they are longitudinal series of sacs, just as in living *Sequoia sempervirens* (cf. PENHALLOW 1907) (pl. IV: B, C, text-fig. 1: B). The structure of the surrounding tissue of the cavity is also very characteristic in the presence of (1) epitherial cells with oval pits, (2) septate tracheids with bordered pits, and (3) the tyloses within the cavity (text-fig. 1: B, C). The present specimens show such characteristics and suggest the strong evidence of their affinities with *Sequoia*. The accuracy of the identification of the woods with *Sequoia sempervirens* is maintained by finding the shoots or cones of this species or its allied ones (*S. Langsdorfii, S. chinensis, S. japonica* (*S. sempervirens* var. *japonica*), *S. rumoiensis, S. onukii*) at the same locality with that of the present woods or in other places of Japan (ENDŌ 1931, 1933).

The present specimens as well as the species described by TAKAMATSU (1929) and SHIMAKURA (1933) are coincide with the typical structure of *Sequoia sempervirens*, but there were described some allied species, which resemble with this. Comparing them with this typical form, especially considering the variability of this species, the writer intends to consider some of them may be varied forms of *Taxodioxylon sequoianum*. YASUI (1917) described a lignite from the Tertiary of Aichi-prefecture as *Sequoia hondoensis*, which was afterwards (1928) emended as *Sequoioxylon* hondoense*, and at the same time added another species, *Sequoioxylon miyagiense* from the Tertiary of Sendai. Both of them are allied to each other, as well as to *Sequoia sempervirens*, as she described; they differ from each other in the dimensions of the elements, especially in the pits of tracheids, which are sometimes biseriate in S. *hondoense*, while triseriate in *S. miyagiense*. Such a variation of the rows of pits is a charactetistic commonly found in *Sequoia sempervirens* and also in *Taxodioxylon sequoianum*, as formerly described, and both may be unified to the latter species, as was already pointed out by KRÄUSEL (1919), TAKAMATSU (1929) and SHIMAKURA (1933). TAKAMATSU (1929) described from the Tertiary near Sendai, beside *Taxodioxylon sequoianum*, another species, *Taxodioxylon ishikuraense*, which differs from the former a little, but resembles rather to *Sequoia gigantea* in ray pits in that they are horizontally elliptic in early wood, but such a difference may be considered also in the range of the variability of structure, and may be unified to *Taxodioxylon sequoianum*.

* YASUI described *Sequoioxylon* as a new genus, but this generic name was formerly adopted by TORREY, 1923.

The woods of *Taxodioxylon sequoianum* (syn. *Cupressinoxylon sequoianum*) or its allied fossil species are distributed widely in Europe and North America (cf. KRÄUSEL). In Europe, *T. sequoianum, Sequoia Couttsiae,* and *S. Langsdorfii* were described in some places. In America, beside 2 living species, *Sequoia sempervirens* and *S. gigantea,* some allied species of woods were found. Among them, *Sequoia albertensis, S. Langsdorfii* and *S. magnifica* from the Cretaceous and Tertiary (cf. KRÄUSEL 1919) are alike with, but slightly different from each other, and may be very similar or varied forms of *Sequoia sempervirens* or *Taxodioxylon sequoianum.* On the other hands, are known some species differing prettily from the living species; *Sequoia Burgessi* (*Sequoioxylon Burgessi*) is characteristic in providing with traumatic cánals in horizontal direction only, while *Sequoioxylon montanense, S. dakotense, S. laramense* and *Sequoia Penhallowi* are characteristic in providing with those in horizontal and vertical directions (cf. KRÄUSEL 1919, TORREY 1923).

(2) *Taxodioxylon taxodii,* GOTHAN

(Pl. IV: D–F, text-fig. 1: D)

Fossil woods with structure of *Sequoia* or *Taxodium* but without traumatic resin cavities are described from the Tertiary and Cretaceous of Europe and America under the names: *Taxodium distichum, T. laranianum* or *Taxodioxylon taxodii* (cf. KRÄUSEL 1919). They are alike in structure with living species, *Sequoia gigantea* or *Taxodium distichum.* These two species are very alike in structure with each other, and may be distinguished in the ray pits, which are cupressoid in the former species, while in the latter taxodioid. These fossils are rather taxodioid in their ray pits and may be similar species with or the varied forms of a species, *Taxodioxylon taxodii,* which is, on the other hand, very alike to *T. sequoianum,* and even GOTHAN (1906) gave no accurate distinction of the two species, and we may now point out as one of the distinctions, that the traumatic resin cavities are found in the latter, while in the former are not.

From these points of view, the following specimens may be classified to *Taxodioxylon taxodii*:

Specimen from Ōyūbari (e: no. 3). In tracheidal pits and in other characteristics, this fossil shows the structure of *Sequoia sempervirens,* but in no cases are found traumatic cavities, and the condition of ray pits is rather similar to *Taxodium distichum,* providing with elliptic pits, 2–4 in a cross field, and elliptic pores nearly horizontally directed. From these points, this fossil may be identified with *Taxodioxylon taxodii,* though the outgrowth of horizontal walls of parenchyma is not seen, perhaps being due to incompleteness of the preservation.

Specimens from Nazima (b: no. 1), from Kameyama (c: nos. B, C, D, E) and from Kasii (d: no. 1). In these specimens, biseriate pits of tracheids are frequently observable, but triseriate ones are rarely found in branch (c) and seldom in large trunk (b), and this may be considered as in the range of variability. Ray pits are rather indistinct, but as in a few parts taxodioid forms are observable, these specimens may be classified to this species.

(3) *Taxodioxylon compressum*, sp. nov.

(Pl. IV: G–I, text-fig. 1: E, F)

A fossil wood from Ōyūbari (f: no. 5) shows in its tracheidal pitting and ray pits the type of *Taxodioxylon taxodii*, from which, however, this differs in the presence of compressed parenchyma and irregular ray tracheids.

Compressed form of parenchymatous cells is well seen in transverse and radial sections, as their radial diameter is so small that they are easily distinguished from the neibouring tracheidal cells, and, moreover, as they contain dark resinous matter (pl. IV: G, I, text-fig. 1: E, F). Though such a compression of parenchyma is not always the case, their occurrence is in so many cases observable that the difference of this wood from the others is easy at one glance.

The pits of the ray are elliptic, 2–4 in a cross field, and though their pores are not distinct, they may be the form of *Sequoia* or *Taxodium*. The remarkable characteristic of the ray is the presence of the so-called ray tracheids or marginal tracheids (pl. IV: I, text-fig. 1: F). They are situated on both sides of the ray, but their occurrence is not constant, being rather irregularly observable. Each cell is irregular in form, and a few bordered pits are visible on its radial walls. Such a sporadic occurrence of ray tracheids is also seen in *Sequoia sempervirens* and *S. gigantea* (GORDON 1912, BELYER 1919), and seldom also in *Taxodium distichum* (STRASBURGER 1891), and also widely in Conifers, for example, in *Abies, Pseudolarix, Cunninghamia, Callitris, Libocedrus, Cupressus, Chamaecyparis, Juniperus*, etc.

From these points, this species may be considered as one of *Taxodioxylon*-species, similar to *T. taxodii*, and may be named as *T. compressum*.

Diagnosis. Silicified wood with characteristics of *Sequoia* or *Taxodium*. Growth rings distinct, each ring 2–3 mm. in breadth, transition from early to late wood gradual. Tracheids of early wood 60–80×20–45μ in radial and tangential direction. Parenchyma few in number, distributed throughout the ring, flattened in radial direction, containing resinous matter. No resin cavities. Pits on radial wall of tracheids mostly uniseriate, irregularly arranged, often biseriate or triseriate, then mostly opposite,

closely together, but not very compact. In late wood also small pits on radial wall. Medullary rays uniseriate, rarely partly biseriate. Each ray 1–12 (mostly 2–6) cells high, exceptionally much higher. In tangential section, each cell oval, 12–15×20μ in tangential and vertical diameters. In radial section, ray cells slender; terminal wall vertical or somewhat oblique, 2–4 pits in a cross field, usually in a row, often in 2 rows. Each pit oval in horizontal direction, pore oval corresponding to pit outline, in late wood lens-formed and oblique. On both sides of rays few cells with small bordered pits (i. e. ray tracheids), irregularly distributed.

5. *Cedroxylon simplex* sp. nov.

(Pl. V: A–C, G–I)

Diagnosis. Silicified wood showing structure of *Cedroxylon*. Growth rings distinct, consist only of tracheids and medullary rays, providing neither with parenchyma nor resin ducts, except traumatic resin cavities. Tracheids regularly arranged, tetragonal or hexagonal in cross section, 20–35×30–50μ in tangential and radial diameters in early wood. Transition from early to late wood gradual; tracheids of late wood flattened radially, but thickness of their membrane not prominent. Bordered pits of tracheids only on radial walls, constantly in a row; round, 15μ in diameter, roughly arranged, usually not contact with each other. Medullary rays uniseriate, mostly 2–9 cells high, sometimes much higher (until 15 cells). Each cell oval in tangential section, but in corners providing with small intercellular spaces. All walls of ray provided with small circular pits (i. e. Abietean pitting); in radial wall 2–4 pits in a cross field; in tangential wall much numerous (8–15).

Locality and Horizon. From the tuff of Matuo mine, Iwate-prefecture; Pleiocene; presented from Dr. T. KATO.

Observation. In this wood growth rings are distinct, each mostly 1–2 mm. in breadth, and the transition from the early to the late woods is gradual. Radial and tangential diameters of tracheids in early wood measure 30–50×20–35μ respectively, and toward the late wood radial diameter flattens gradually, up to ±10μ. It is conspicuous that though the tracheids in late wood flatten themselves, their walls are not or very slightly thickened, compared with those of early wood.

Bordered pits of tracheids, circular in form, are constantly uniseriate and arranged roughly, not being contact with each other. They are rather small, with a diameter of 15μ, and occupy, in the early wood, nearly a half of the tracheidal breadth. It is prominent that, even the radial wall of the late wood shows bordered pits, though much smaller and roughly arranged. In a few tracheids are seen black granules, just as resinous

matter, but they are not resin cells, as may be able to justify from the longitudinal section, and there are neither resin cells nor parenchyma (pl. V: A, B). In some places some tracheids are wanting, forming irregular spaces filled with black matter. Though their structure is obscure, they seem to be traumatic resin cavities (pl. V: A, C).

Medullary rays, abundantly present, are rather low, usually 2–9 cells, sometimes 15 cells high, and are constantly uniseriate. In tangential section, each cell is oval, with vertical and horizontal diameters of 12–20× 12–15μ, so as to leave very slight triangular intercellular spaces between corners of two ray cells and tracheidal wall. In radial section, each ray cell is rather elongate, radially extending through some tracheids in the early wood. One of the most prominent characteristics of the ray cells is the presence of small pits on their whole walls; not only on radial wall but also on tangential and horizontal walls (pl. V: G–I). They are small and circular, 2–4 in a cross field on radial wall, irregularly arranged, and on tangential and horizontal walls much abundant, rather closely arranged in 1–3 rows. Such a form of ray pits is of the so-called Abietean pitting (GOTHAN 1905), being characteristic in Abietean woods. In late wood the pits become lens-formed and mostly only one in each cross field. Neither tracheidal nor resinous cells are found in the ray.

Affinities. From the characteristics above mentioned, especially the absence of resin cells or resin cavities, and the presence of pits on the whole walls of the ray cells, it is very natural to consider the present fossil as to be one kind of *Cedroxylon.*

The fossil genus *Cedroxylon* is characterized by the wood with Abietean ray pitting but with no resin canals, such as, in living forms, *Abies, Tsuga, Larix, Cedrus, Picea* and *Pseudolarix* belonging to the Abieteae. Among these genera, *Picea, Tsuga, Pseudotsuga, Cedrus* and *Larix* are provided with ray tracheids, while in *Abies* and *Pseudolarix* they are lacking. These characteristics are, however, inconstant and very sporadic, so that they are not absolute standards to distinguish the woods of these genera. For example, though resin canals are lacking in these genera, their presence is occasionally reported, and the doubtful spaces containing black matter in the present fossil, which occur only in a few places, are not unnatural to be considered as to be traumatic cavities, though their true nature is uncertain owing to their ill preservation.

On the other hand, these genera are provided with no or a few parenchyma; in the latter case it is situated near the end of the growth ring. The present fossil belongs to the former type, as there is no trace of parenchyma.

Another important characteristic is in the pitting of ray cells. The presence of pits on the whole walls of the ray cell, that is, the Abietean

pitting, is considered as one of the characteristics of *Cedroxylon*, by which this may be distinguished from *Cupressinoxylon*, as pointed out by GOTHAN (1905), and the presence of such a pitting in the present fossil is the strongest evidence showing its *Cedroxylon* affinity.

Considering the above mentioned characteristics, it is natural to consider the present fossil as a form of *Cedroxylon*, with simplest structure. In the species of *Cedroxylon* hitherto described, there are some species showing similar structure with the present one. Among them, *C. cedroides*, *C. greenlandicum*, *C. maidstinense*, *C. pottioniense*, *C. transiens*, *C. Yendoi*, etc. are most similar to the present species in having 2 or more pits in the cross field of ray cells, but they differ in having occasionally a few parenchyma and the tracheids with bordered pits of biseriate form (cf. KRÄUSEL 1919, SEWARD 1919). *C. blévillense* is another species similar to the present one in having no parenchyma, but the tracheids have biseriate pits, and ray pits show slit-like cupressinoid form. Thus, the present species differs from the already described species, and may be considered as a new species.

6. *Pinuxylon microporum* sp. nov.

(Pl. V: D–F, text-fig. 2: A–D)

Diagnosis. Silicified wood showing structure of Abietean type. Growth rings very distinct, consisting broad early and narrow late woods; transition from early to late wood gradual. Very small resin canals, few in number, in early wood. No parenchyma except round the canal. Tracheids regularly arranged, tetragonal or hexagonal with rounded outline in cross section; in early wood $60–70 \times 40–50\mu$ in radial and tangential diameters, in late wood flattened radially. Bordered pits only on radial wall, circular, $\pm 15\mu$ in diameter, uniseriate or biseriate, if biseriate opposite; roughly arranged, occasionally contact with each other. Resin canal very small, $\pm 40\mu$ in diameter, surrounded by 1–2 rows of thin-walled epitherial cells, sometimes with tyloses. Medullary rays uniseriate, mostly 2–8 cells in height, sometimes up to 20 cells; partial biseriate form not seldom; besides multiseriate ray including small resin canal. Ray cell small, each cell circular or tetragonal in tangential section, with tangential diameter of $15–20\mu$, vertical of $20–25\mu$. On radial wall small indistinct pits, probably 1–2, circular or slit-like, in a cross field. No marginal tracheids. Ray canal very small, $20–25\mu$ in diameter, surrounded by 1–2 layers of thin-walled epitherial cells.

Locality and Horizon. A small piece of silicified wood from Ōyūbari, Isikari, Hokkaidō, no. 4; Upper Cretaceous; collected by the writer in 1931.

Observations. Growth rings are very distinct, each ring measuring usually 2–4 mm. in breadth. Distinction of the early and the late woods is very clear, but the transition between them is rather gradual.

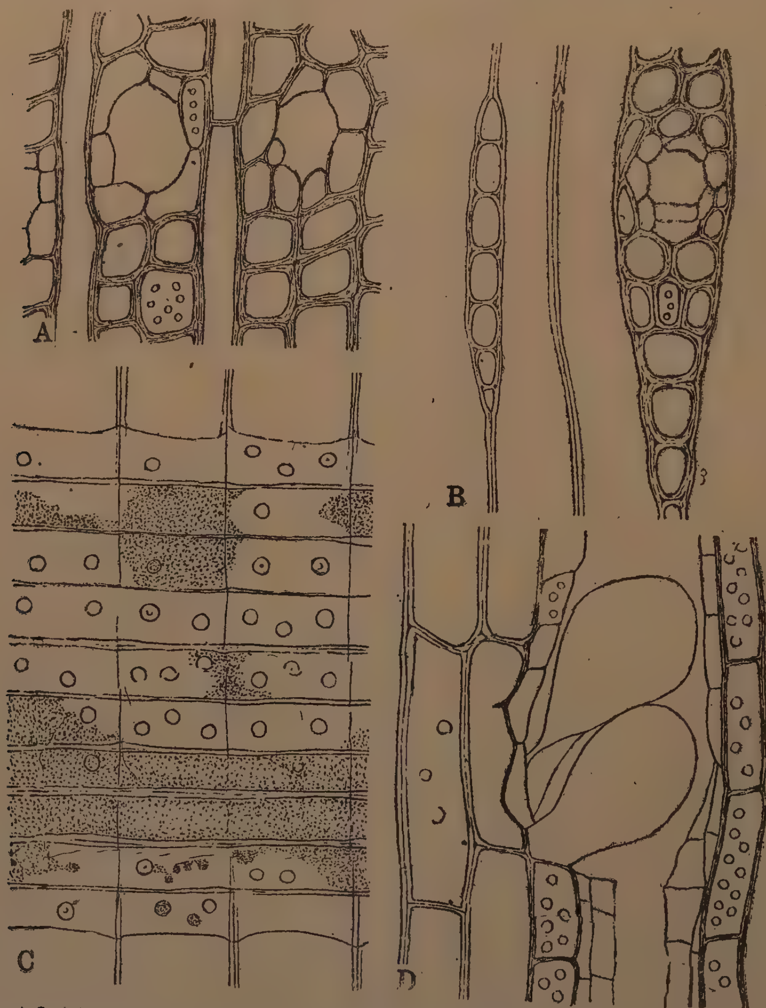
The most part of the wood consists of tracheids and there are no parenchymatous cells except round the resin canal. Tracheids of the early wood is in cross section tetragonal or hexagonal with rounded corner; usually somewhat larger in radial diameter (60–70μ) than tangential breadth (40–50μ). Radial diameter becomes smaller toward the late wood, and in the extreme end it becomes to be 10–20μ. There is strong tendency in the late wood, that there are many tracheids whose tangential breadth is much smaller than that of early tracheids, that is, there are much more radial rows than those of the early wood. This makes the distinction of the early and the late woods much prominent. For example, in the breadth where 3 rows of tracheids in the early wood are situated, we see 5 or 6 rows in the late wood; this is due to the multiplication of rows in the late wood.

Bordered pits of the tracheids are seen only on radial wall, but it is not absolutely sure that whether there are tangential pits or not, owing to ill preservation. Radial pits are in 1 or 2 rows, and both forms are found in a tracheid. In biseriate form, they are roughly arranged, not contact with each other, and it is rather rare that they are contact and more or less compressed with each other.

Resin canals are so small that they are sometimes unrecognizable (pl. V: D). They are generally situated in the middle part of the growth ring. In cross section the canal is circular, $\pm 40\mu$ in diameter, or elliptic, $40 \times 70\mu$ in tangential and radial diameters, and its size corresponds nearly to that of 1 or 2 tracheids. The canal is thus very small, but its presence is distinctly recognizable by the occurrence of 1 or 2 layers of epitherial cells; moreover, there is also such a tendency that some tracheids round the canal are somewhat smaller than those of other parts (text-fig. 2: A). Epitherial cells are parenchymatous and on their walls are seen small pits, and some of them protrude into the canal as tyloses (text-fig. 2: D).

Medulllary rays are either uniseriate or multiseriate; in the latter they include horizontal resin canals. They are distributed uniformly and consist of small cells (pl. V: E). Uniseriate rays are, in tangential section, slender, 1–18 cells, mostly 2–8 cells high, but higher rays, 20–30 cells, are sometimes present. Each cell is usually rectangular, 15–20$\times$20–25μ in tangential and vertical diameters, but its corner is rounded leaving small intercellular spaces. In the uniseriate ray, biseriate cells are occasionally included. In radial section, ray cell is elongate, rectangular, showing vertical or somewhat inclined septa, and on their wall small indistinct pits are found, 1–3 in a cross field (text-fig. 2: C). Such pits are circular

or slit-like, 2μ in diameter. Though the minute structure is uncertain owing to ill preservation, it is sure that there are no tracheidal elements in the ray. Multiseriate or fusiform ray is not so prominent, as the resin canal within it is very small, and the breadth of the ray is narrow; even the central part near the canal consists only of 3–4 cells. The canal is nearly circular in tangential section, 20–25μ in diameter, and is surrounded by nearly one row of thin-walled epitherial cells (text-fig. 2: B).



Text-fig. 2. *Pinuxylon microporum.* A: cross section through resin canals. B: tangential section through a medullary ray with a resin canal. C: radial section through a medullary ray. D: tangential section through a resin canal showing tyloses. ×400.

Affinities. Considering the above mentioned characteristics, especially the presence of both kinds of resin canals surrounded by thin-

walled epitherial cells, this fossil shows undoubtly the affinities to the Abieteae, similar to *Pinus*, but this differs from the typical form of *Pinus* in the absence of marginal ray tracheids and the presence of small pits in the ray.

Among the Abieteae with resin canals, two types may be distinguished. The one is those with thin-walled epitherial cells, and its typical form is seen in *Pinus*. The other is those with thick-walled ones, and its typical form is seen in *Picea*, *Pseudolarix*, *Larix*, *Abies* and *Pseudolarix*, of which the former three are provided with marginal tracheids in the ray, while the latter two are not. On the other hands, the genera *Cedrus* and *Tsuga* have no resin canals but are provided with marginal tracheids. Considering these points, the present fossil resembles mostly to the genus *Pinus*, but is not its typical form. It is recognized, however, that the presence of ray tracheid is sometimes sporadic, and even in *Pinus* there are rays without them, especially in the young wood (STRASBURGER 1891, KLEEBERG 1885, JEFFREY & CHRYSLER 1906), and JEFFREY & CHRYSLER (1906) considered Cretaceous fossils with such characteristics as *Pityoxylon* (*P. statense*, *P. scituatense*), whose classification to *Pityoxylon* is justified from the accompanying leaf fascicles and cone-scales of *Pinus*-type.

The large, oval pits on the radial wall of the ray cell is another characteristic of *Pinus*, but in the present fossil such pits are not found, providing only small ones, such as usually seen in other Abietean genera. It must be remembered, however, that the young wood in some species of *Pinus* shows small pits in the ray cell (cf. KLEEBERG 1885).

The fossil now in discussion shows, thus, in some points the structure of *Pinus*, but in others that of other Abietean genera, so that, though this may be included in *Pinus*-form, this is not the typical one.

The fossil wood as well as fossil shoot of *Pinus*-type was called *Peuce* WITHAM or *Pinites* GÖPPERT, but as for the wood itself, since KRAUS (1872) the name *Pityoxylon* was widely adopted (cf. KRÄUSEL 1919, SEWARD 1919). Afterwards, GOTHAN (1905) divided this wood form into two by the nature of epitherial cells of resin ducts, the one with thick walls as *Piceoxylon* and the other with thin walls as *Pinuxylon*; the latter name was also used being confused with *Pinoxylon* KNOWLTON, given in fossils with vertical canals only, which may be identical with *Protopiceoxylon* GOTHAN (cf. KRÄUSEL 1919, SEWARD 1919). Thus, the name *Pityoxylon* or, more strictly, *Pinuxylon* may be reasonable for the present fossil (cf. READ 1932).

The present fossil is distinguished from recent and fossil species of *Pinus* in the characteristics above mentioned, especially in the extreme smallness of both kinds of resin ducts. Fossil woods of *Pinus*-type were found from the Cretaceous and Tertiary of Hokkaidō, where the present

specimen was found, (REISS 1907), and some of them, *Pityoxylon mosquense, P. MacClurie, P. inaequale* and *P. pachytanus*(?) are alike to the present species in lacking ray tracheids, but *P. inaequale* is distinguished in having unequal size of ray cells, *P. mosquense* in having short ray cells and few rays pits, and *P. Mac Clurie* and *P. pachytanus* in having resin canals situated in the late wood and long ray cells. The present specimen may be, therefore, a new species, and may be named as *Pinuxylon microporum*, based on the smallness of resin ducts.

Literatures

BAILEY & FAULL: The cambium and its derivative tissue. IX. Journ. Arn. Arbor. 15. 1914.

BELYER: Ray tracheid structure in second growth Sequoia washingtoniana. Bot. Gaz. 68. 1919.

CHRYSLER: Tyloses in tracheids of Conifers. New Phyt. 7. 1908.

CONVENTZ: Über Thyllen und Thyllen-ähnliche Bildungen. Ber. deut. Bot. Ges. 7. 1889.

ENDŌ: Cainozoic fossil plants (in Japanese). Tokyo. 1931, 1933.

FELIX: Untersuchungen über fossiler Hölzer. 3. Zeitschr. deut. Geol. Ges. 39. 1887.

GORDON: Ray tracheids in Sequoia sempervirens. New Phyt. 11. 1912.

GOTHAN: Zur Anatomie lebender und fossiler Gymnospermen-Hölzer. Abh. Pr. Geol. Landesanst. 44. 1905.

————: Die fossilen Coniferenhölzer von Senftenberg. Ibid. 46. 1906.

HOLDEN: Contributions to the anatomy of Mesozoic Conifers. 1. Ann. of Bot. 27. 1913.

JEFFREY: The comparative anatomy and phylogeny of the Coniferales. I. Mem. Bost. Soc. Nat. Hist. 5. 1903.

————: A fossil Sequoia from the Sierra Nevada. Bot. Gaz. 38. 1904.

JEFFREY & CHRYSLER: On Cretaceous Pityoxyla. Ibid. 42. 1906.

KRÄUSEL: Die fossilen Koniferenhölzer. Palaeontogr. 62. 1919.

KLEEBERG: Die Markstrahlen der Coniferen. Bot. Zeit. 43. 1885.

OHARA: Zur Kenntnis fossiler Koniferenhölzer aus Japan. Jap. Journ. Bot. 3. 1926.

PENHALLOW: A manual of the North American Gymnosperms. Boston. 1907.

POOL: On the anatomy of Araucarian wood. Rec. Trav. Bot. néerl. 25. 1929.

RAATZ: Über Thyllenbildungen in den Tracheiden der Coniferen-Hölzer. Ber. deut. Bot. Ges. 10. 1892.

READ: Pinoxylon dakotense Knowlton from the Cretaceous of the Black Hills. Bot. Gaz. 93. 1932.

REISS: Untersuchungen über fossile Hölzer aus Japan. Rostock. 1907.

SEWARD: Fossil plants. IV. Cambridge. 1919.

SHIMAKURA: Notes on fossil woods (Japanese). 2, 3, 4. Journ. Geol. Soc. Tokyo. 40, 41, 43. 1933, 1934, 1936[2].

————: Studies on fossil woods from Japan and adjacent lands. 1. Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. II–18. 1936[1].

STRASBURGER: Histologische Beiträge. III. Jena. 1891.

TAKAMATSU: Fossile Koniferenhölzer aus Sendai-Tertiär. 1. Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. IV–3. 1926.

TORREY: The comparative anatomy and phylogeny of the Coniferales. III. Mem. Bost. Soc. Nat. Hist. 6. 1923.

WATARI: Studies of the fossil woods from the Tertiary of Japan. II. Jap. Journ. Bot. 11. 1941.

YASUI: A fossil wood of Sequoia from the Tertiary of Japan. Ann. of Bot. 31. 1917.

———: Studies on the structure of lignite, brown coal and bithminous wood of Japan. Journ. Fac. Sci. Imp. Univ. Tokyo. III-1. 1928.

Explanation of plates III–V

Plate III

A–C, I–J. *Araucarioxylon kiiense*, sp. nov. A: cross section. B: tangential section. C, I, J: radial sections. A–C ×50, I–J ×400.

D–F, K–L. *Araucarioxylon jeholense*, sp. nov. D: cross section. E: tangential section. F, K–L: radial sections. D–F ×50, K–L ×400.

G–H. *Xenoxylon latiporosum* (CRAMER) GOTHAN. G: radial section. ×50. H: a part of G magnified, showing the tyloses. ×200.

Plate IV

A–C. *Taxodioxylon sequoianum* (MERCKLIN) GOTHAN. A: cross section through a series of traumatic resin cavities. B: tangential section through a series of resin cavities. C: radial section through a longitudinal series of resin cavities. ×50.

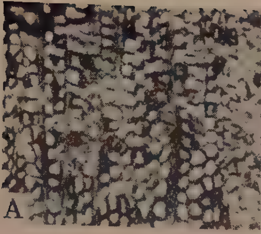
D–F. *Taxodioxylon taxodii* GOTHAN. D: cross section. E: tangential section. F: radial section. ×50.

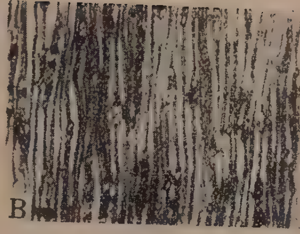
G–I. *Taxodioxylon compressum*, sp. nov. G: cross section. H: tangential section. I: radial section. ×50.

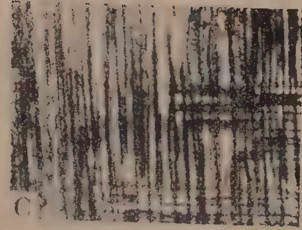
Plate V

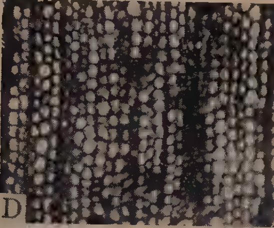
A–C, G–I. *Cedroxylon simplex*, sp. nov. A: cross section showing traumatic cavities (?) including black matter. B: tangential section. C: radial section through a traumatic cavity (?). G: cross section. H: radial section through a medullary ray showing Abietean pitting. I: tangential section. A–C ×50, G–I ×400.

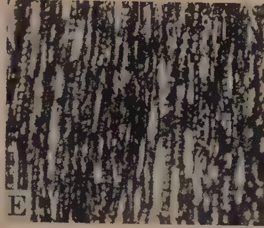
D–F. *Pinuxylon microporum*, sp. nov. D: cross section through small resin canals. E: tangential section through medullary rays with small resin canals. F: radial section through a resin canal. ×50.

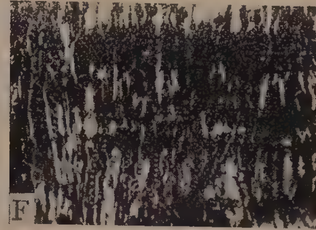

A

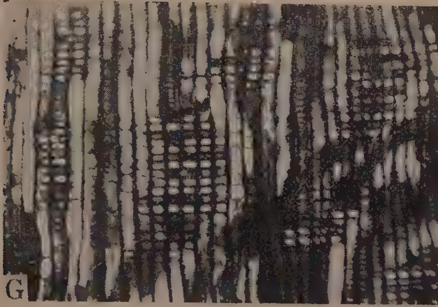

B

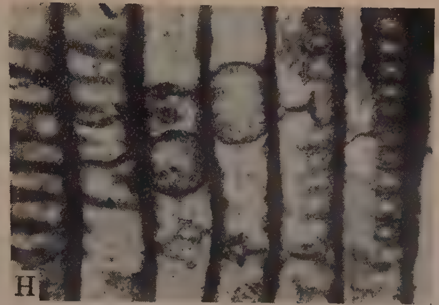

C

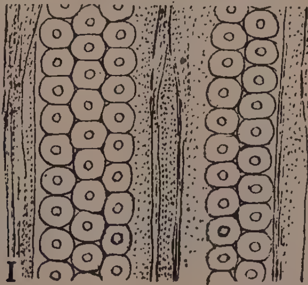

D

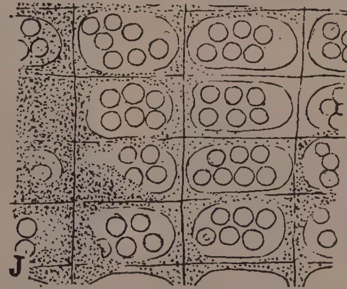

E

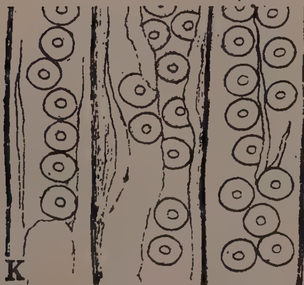

F

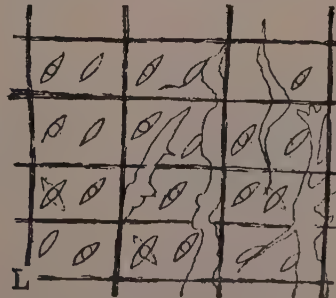

G


H


I


J


K

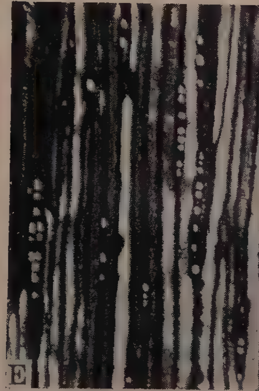

L


A


B


C

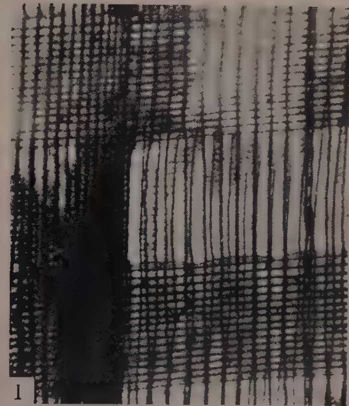

D


E


F

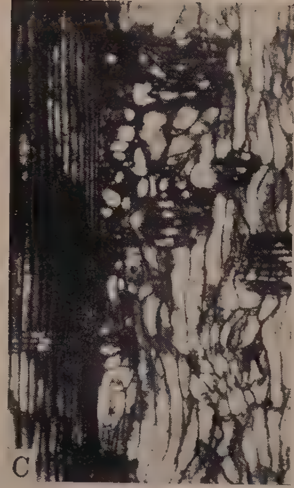

G


H


I


A

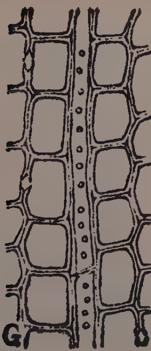

B

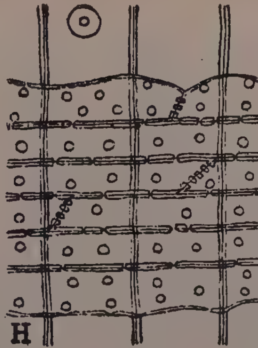

C


D


E

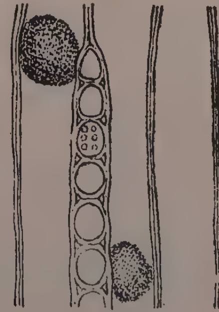

F


G


H


I





Untersuchungen über die pflanzliche Transpiration, mit besonderer Berücksichtigung der stomatären und inneren Regulation

Von Masami MONSI

Mit 14 Textabbildungen und 27 Tabellen

(Eingegangen am 20. November 1943)

I. Einleitung

Trotz den wiederholten Bestrebungen mehrerer Autoren (vgl. z.B. BURGERSTEIN 1904, 1920, 1925 und SEYBOLD 1929b, 1930a) bleiben noch eine Anzahl von Problemen über die Transpiration der Pflanzen offen. Eins der wichtigsten dürfte die Regulierungsfähigkeit der Spaltöffnungen für die Transpiration sein. Das Wort, Regulierungsfähigkeit, hat zwei Sinne; der weitere bedeutet die oekologische Regulation unter verschiedenen äußeren Bedingungen, oder die Fähigkeit, die den Wasserhaushalt der Pflanzen sogar unter schlechten Standortsbedingungen günstig erhält. Die Unfähigkeit der Spalten für die Regulierung der Transpiration, die von LLOYD im Jahre 1908 behauptet wurde, ist recht in diesem Sinn. Der engere bedeutet eine noch strenge physiologische Regulierungsfähigkeit, ob zwischen der Spaltweite und der Transpirationsmenge eine strenge Proportionalität unter konstanten Bedingungen bestehen kann. Heutzutage pflegt man die stomatäre Regulation in dem letzteren Sinn zu brauchen, ich möchte dem Wort in der vorliegenden Arbeit den engeren Sinn geben.

Nach den Arbeiten von LOFTFIELD (1921), GÄUMANN u. JAAG (1939a, b), besonders von STÅLFELT (1932), herrscht heute die Ansicht, daß wenn die Stomata sich eng schließen und die Mesophyllzellen genügend wasserreich sind, die Stomata die Transpiration streng regulieren können, aber wenn sie zu weit geöffnet sind, die Transpiration nicht mehr durch ihre Öffnungsweite, sondern hauptsächlich durch den Wasserzustand des transpirierenden Gewebes (LLOYD 1908, LIVINGSTON u. BROWN 1912, BAKKE 1918, KNIGHT 1917, 1922, KERL 1930, FUKUDA 1935) oder durch die Zugspannung im Leitungssystem (IWANOFF 1928, MAXIMOV 1929) bestimmt wird. D.h. die zu weit geöffneten Stomata wirken für die Transpirationsregulierung in der „Überdimension“, und dabei kommt die

innere Regulierung der transpirierenden Systeme zum Vorschein. Aber die Ursache der Erscheinung der Überdimension bleibt noch nicht quantitativ erörtert worden.

Nach einer anderen Seite wurden die physikalischen Modellversuche von BROWN u. ESCOMBE (1900), RENNER (1910), SIERP u. NOACK (1921), SIERP u. SEYBOLD (1927), HUBER (1928a, b, 1930), SEYBOLD (1929a), u.a. ausgeführt. Leider war die Porengröße des Modells meistens zur Erklärung der pflanzlichen Transpiration „überdimensional", weil der Porendurchmesser an dem Septum am kleinsten 10μ, in der Regel über 50μ, war, die Spaltweite der Pflanzenblätter jedoch höchstens nur 10μ ist, so daß sogar die unbedeutende Abweichung der Beschaffenheit der Spalten über die Transpirationsmenge einen großen Einfluß ausüben kann. Doch arbeiteten die Autoren mit einer Serie von multiperforaten Septa, deren Porenzahl und -größe meistens gleichzeitig änderten. Diese Modelle sind nur zur Erklärung der Transpiration der verschiedenen Blattypen geeignet, aber sie können die Transpiration ein und desselben Blattes mit verschiedenen Spaltweiten nur wenig klar machen. Wir haben also noch heute keine geeignete physikalische Untersuchung über die Regulierung der Transpiration durch das Öffnen und Schließen der Spalten. Die Arbeiten mit Pappstücken (z. B. WALTER 1926, SEYBOLD 1929a) oder flachen Schalen (THOMAS u. FERGUSON 1917) können nur zur Aufklärung der kutikularen Transpiration und der Gesamttranspiration eines Blattes etwas beitragen; für die stomatäre Regulation sind sie wohl gleichgültig. Außerdem scheint es noch heutzutage zweifelhaft zu sein, daß die pflanzliche Transpiration nur durch die Diffusion des Wasserdampfmolekuls vor sich geht; die Arbeiten von GÄUMANN u. JAAG (1939a, b) zeigten uns das Vorhandensein des Überdruckes in den Atemhöhlen, und die von KORIBA (1937, 1938, 1939) das der Konvektion in sog. „ruhiger Luft". Unter Ausübung dieser inneren und äußeren Kräfte kann die Transpiration als Massenströmung vor sich gehen, jedoch gibt es keinen genauen Beweis für diese Erscheinung. Daher, um die Erscheinung der stomatären Regulation klar zu machen, muß man, wie es schon BURGERSTEIN gesagt (1920 S. 38), am lebenden Pflanzenblatt selbst die Beziehung der Transpiration und der Spaltweite ausführlich untersuchen.

Anderseits spielt der Gedanke, „Transpirationswiderstand", heutzutage eine Rolle. In dieser Richtung sehen wir die Arbeiten von SEYBOLD (1930b, 1934), SEYBOLD u. FÜSSER (1931), FÜSSER (1933), WELTEN (1933) und BREWIG (1933). WELTEN erlangte durch diesbezügliche Forschungen bis zu einem gewissen Grade die Formulierung der Beziehung zwischen der Transpiration und der Spaltweite. Die Gültigkeit dieser Erörterung ist allerdings noch nicht völlig bestätigt, weil die Untersuchung von WELTEN am *Ranunculus*-Blatte eine einzelne ist. Über die Beziehung des Transpirationswiderstandes zur von früher her manchmal erörterten

stomatären Regulation gibt es bisher fast keine Besprechung.

In der vorliegenden Arbeit untersuchte ich hauptsächlich über die Proportionalität der Transpirationsgröße zur stomatären Öffnungsweite, dabei beabsichtigte ich die Formel von BROWN u. ESCOMBE oder von RENNER zu erörtern, und auch die Beziehung der RENNERschen Formel zur Widerstandsformel etwas aufzuklären. Dabei kam natürlich die Beteiligung des Wassergehaltes oder der Zugspannung an der Transpirationsregulierung zur Rede. Bei der oekologischen Erörterung der Transpiration von verschiedenen Pflanzentypen berührte ich auch die Probleme der Licht- und Schattenblattranspiration und der Einsenkung der Stomata. Schließlich will ich die jahreszeitliche Schwankung des Transpirationsvermögens kurz beschreiben.

II. Versuchsmethodik und einige physikalische Betrachtungen über die Transpiration

1. Bestimmung der Transpirationsmenge und der Spaltöffnungsweite. Um die Beziehung zwischen Transpirationsmenge und Spaltweite quantitativ zu erörtern, muß man die differentiale Transpiration und die Öffnungsweite in demselben Augenblick feststellen, daher habe ich die Transpirationsmenge mit einer Torsionswaage (ein Teilstrich=1 mg) von der Firma SHIMADZU, Kyoto, am frisch abgeschnittenen Blatte oder Blattstückchen kurzfristig bestimmt, das nach der Abdichtung der Schnittfläche mit Vaselin ohne Wasserversorgung am Haken der Waage vertikal angehängt wurde. Die Bestimmungszeitspanne war meistens unter 1 Min., bisweilen gemäß der Transpirationsstärke 2 Min. oder eine noch längere. Zur Bestimmung der rein kutikularen Transpiration verschmierte ich, wie KAMP (1930) und STÅLFELT (1932), auch die Stomata tragende Oberfläche mit Vaselin. Dabei wurde die Bestimmungszeit noch etwas länger, meistens 5 oder 10 Min., weil die kutikulare Transpiration im allgemeinen sehr schwach ist. Diese Transpirationsbestimmungen wurden innerhalb 9–14 Uhr des wolkenlos klaren Tages in einem geschlossenen Glaskasten (80 cm × 50 cm × 35 cm) im geschlossenen Gewächshause und im Schatten von direktem Sonnenlichte ausgeführt, um die durch Luftbewegung und Einstrahlung verursachten Schwankungen der Versuchsbedingungen zu beseitigen.

Wir haben bisher sehr mannigfaltige Bestimmungsmethode der stomatären Öffnungsweite (vgl. STÅLFELT 1929b), aber es gelingt uns schwer, die Weite und Länge der Zentralspalte in kurzer Zeitspanne an genügender Zahl von Spalten jedes Pflanzenblattes quantitativ zu bemessen. Die Zelloidinabdruckmethode möchte an den Stomata mit einfacher Struktur bei einigen Wasserpflanzen sehr bequem sein (vgl. WENZEL 1939), dagegen ist sie für die Ermittlung der Stomata mit dem gut ent-

wickelten Vorhof fast erfolglos. Die Alkoholfixierungsmethode nach LLOYD konnte ich in meinen Versuchen nicht anwenden, weil die Stomata einiger Versuchspflanzen sich schnell schließen, trotzdem die Epidermisflocke bald nach dem Abziehen in absoluten Alkohol hineingebracht wurde (vgl. auch SCHORN 1929 u. HARTSUIJKER 1935), z.B. bei *Sambucus Sieboldiana* schließen sich die geöffneten Stomata der abgezogenen Epidermis innerhalb 2 Min. nach dem Begießen des absoluten Alkohols bis zu halber Weite, wie folgt.

	Spaltweite im Mikrometerteilstrich										Mittel
Am unverletzten Blatte	2.5	1.5	1.5	1.2	1.2	1.0	1.0	1.0	0.8	0.8	1.25=4.69μ
An der abgezogenen Epidermis	1.5	1.5	1.5	1.5	1.3	1.2	1.0	1.0	1.0	0.8	1.23=4.61μ
Nach 2 Min. in absol. Alkohol	1.5	0.8	0.8	0.7	0.5	0.5	0.3	0.2	0.2	0.2	0.57=2.14μ

Ein Einwand, daß die Stomata augenblicklich nach dem Abziehen oder Abschälen der Epidermisflocke ihre Öffnung ändern, kann auch eintreten, weil ihre Öffnung nicht nur durch den Turgordruck der Schließzellen selbst, sondern auch durch den Druck der umgebenden Zellen bestimmt wird (vgl. STÅLFELT 1929a, MONSI 1939 u.a.).

Die direkte mikroskopische Messung am lebenden Blatte ist ohne weiteres für meiner Forschungsabsicht am geeignetesten, so bestimmte ich die Öffnungsweite von 10 Stomata vor und nach dem Transpirationsbestimmung innerhalb 2 Min. oder noch kürzerer Zeit an demselben Blatte von *Sambucus* und von *Daphne* mit Beleuchtung von unten mit einer 50 Watt Birne und ohne Immersionsflüssigkeit. Aber diese Methode ist leider an jeder Blattart, besonders an der sehr kleine Stomata tragenden, wie von *Fatsia, Aphananthe* und *Phragmites,* nicht anwendbar, weil die Spaltweite unter 1μ mikroskopisch fast unermittelt ist (vgl. STÅLFELT 1932). Die Immersionsmethode nach STÅLFELT ist nicht so bequem an diesen Untersuchungen. Das Blatt, an dem die Spaltweite bestimmt wird, ist für die Transpirationsbestimmung nicht mehr brauchbar. STÅLFELT selbst bestimmte also die Spaltweite am nebenliegenden Blatte; dies ist der größte Fehler in seiner Arbeit, jedoch der durch wiederholte Bestimmungen statistisch fast beseitigt wurde. Der Öffnungsgrad der Spalten ist an den nebenliegenden Blättern oder sogar an der Hälfte ein und desselben Blattes von einander nicht selten weit verschieden. Mit Hilfe der Beleuchtung im Auflicht (vgl. PISEK 1935) konnte mir die genaue Messung der sehr kleinen Stomata schwer gelingen.

Die Porometermethode scheint auch zum Zweck dieses Versuches nicht so geeignet zu sein. NIUS (1931) berichtete, daß die Luftwegigkeit nicht so streng von der Öffnungsweite der Spalten, sondern hauptsächlich von der Beschaffenheit des Interzellularraumes bestimmt wird (vgl. auch

BACHMANN 1922). Außerdem können wir die Porometerzeit an den fast völlig geschlossenen Stomata, die in diesem Versuche ohne weiteres notwendig ist, in einer kurzen Zeitspanne nicht bestimmen, weil dabei die Porometerzeit theoretisch unendlich lang sein muß.

In der vorliegender Arbeit beurteilte ich die Spaltweite hauptsächlich nach meiner quantitativen Infiltrationsmethode, die schon in meinen Arbeiten (1938b, c) veröffentlicht wurde. D.h. mit der reziproken Zahl der betreffs der Evaporationszeit korrigierten Infiltrationszeit (in Sek.) wurde die Öffnungsweite bezeichnet, über das Verhältnis der beiden Werte werde ich in dieser Abhandlung noch einmal etwas erörtern. Als Infiltrationsflüssigkeit benutzte ich Benzol und als Abtropfungsgefäß Injektionsspritze und Injektionsnadel, deren Außen- und Innendurchmesser 0.50 mm bzw. 0.33 mm war. Die Größe eines Tröpfchens war bei der früheren Arbeit (1938c) $5.00 \cdot 10^{-3}$ ccm (bei 26°C) und die maximale Schwankung ±6%, aber am Ende dieser Untersuchungen war sie $4.94 \cdot 10^{-3}$ ccm (bei 26°C) und die maximale Schwankung blieb in demselben Werte. Die Tröpfchengröße änderte sich mit der Temperaturschwankung unbedeutend und regellos.

An amphistomatischen Blättern müssen wir ohne weiteres sowohl an der Unterseite als auch an der Oberseite die Infiltrationszeit bestimmen und den stomatären Öffnungsgrad des transpirierenden Blattes mit der Summe der beiden reziproken Zahlen zeigen, weil die Spaltweite an beiden Seiten mit einander nicht stets übereinstimmt. Örtliche Verschiedenheit der Dichtigkeit der Spalten und des Öffnungsgrades zwang mich zu wiederholten Infiltrationsbestimmungen. Bisweilen müssen wir die Infiltrationszeit auch nach der Beschaffenheit der Blattoberfläche korrigieren. Z.B. bei *Cornus* und *Pleioblastus* breitet sich die Infiltrationsflüssigkeit bald nach dem Abtröpfen über die Oberfläche aus, so verschwindet sie zu schnell, um die Infiltrationszeit mit völlig geschlossenen Spalten kürzer als die Evaporationszeit auf Glasplättchen zu messen. Im Gegenteil wird beim wachstragenden *Evonymus*- und *Ilex*-Blatte eine längere Infiltrationszeit, besonders bei den geschlossenen Spalten, durch das Lösen des Wachses der Blattoberfläche gemessen. Daher rechnete ich diese zu kurze oder zu lange Infiltrationszeit mit der Norm der Verschwindungszeit auf der Blattoberseite ohne Infiltrationsflecke um.

Die Infiltrationsbestimmung wurde sogleich nach der Transpirationsbestimmung an ein und demselben Blatte oder Blattstückchen ausgeführt. Ich will also im Folgenden erörtern, ob die Transpirationsgröße und der darauf folgend bestimmte Infiltrationswert einander genau entsprechen. Nach KAMP (1930) und PFLEIDERER (1933) ist die Änderung der Transpirationsgröße in 10 Minuten nach dem Abschneiden sehr schwach, und die Beständigkeit der Spaltweite bald nach dem Abschneiden wurde von mir am *Fatsia*-Blatte bestätigt (1938c). Aber hierüber wiederholte ich

auch einige Versuche mit dem *Fatsia*-Blatte. Die Transpirationszu- oder -abnahme kommt meistens nach 4 Minuten des Abschneidens vor (Tab. 1). Die am 8. Dez. und am 30. Dez. wiederholten Versuche zeigten das gleiche Ergebnis (vgl. Abb. 1). Aus diesen Versuchsresultaten können

TAB. 1. Transpirationsveränderung nach dem Abschneiden des Versuchsblattstückchens. Das Versuchsblatt wurde um 10.08 Uhr von einem im Freien wachsender *Fatsia*-Strauch abgeschnitten, danach wurde es ins Gewächshaus gebracht. Am 6. Dez. Klares Wetter.

Blatt-stückchen	Uhr beim Abschneiden	Blattfläche cm²	Transpiration 0–2	2–4	4–6	6–8	8–10 Min.	t °C	t—t' °C
			mg						
1	10.12	17.1	100 (1.5)	113	120	113	113	20.3	5.3
2	10.28	17.7	100 (1.2)	108	142	216	225	21.2	5.7
3	10.41	18.9	100 (3.0)	107	127	120	113	21.6	6.0
4	10.54	17.1	100 (3.4)	94	100	100	94	22.3	6.2
5	11.28	20.4	100 (5.1)	98	94	86	82	22.9	6.5
6	11.41	19.0	100 (5.2)	100	94	86	77	23.1	6.6
7	12.22	19.9	100 (3.5)	94	131	111	117	22.5	6.1
8	13.07	20.1	100 (4.0)	100	100	110	95	21.9	5.7
9	14.26	19.1	100 (3.0)	100	123	103	123	21.3	5.7
10	15.41	18.0	100 (1.3)	100	139	162	185	19.7	5.1

wir ersehen, daß die Spaltweite, die sogleich nach der Transpirationsbestimmung gemessen wurde, dieselbe bei der Transpirationsbestimmung recht vertreten kann.

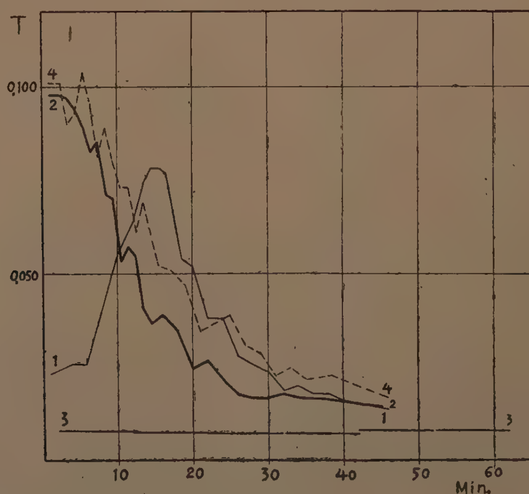


Abb. 1. Die Transpirationsab- oder -zunahme nach dem Abschneiden des Blattstückchens von *Fatsia*. 1, 2, 4=Gesamttranspiration. 3=kutikulare Transpiration (mg/cm². Min. 10mmHg)

2. Sättigungsdefizit und Blattemperatur. Einer der wichtigsten Außenfaktoren bei der Transpiration ist freilich die Feuchtigkeit der umgebenden Luft. Die Luftfeuchtigkeit beim Versuche wurde mit einem in dem geschlossenen Versuchskasten neben der Waage aufgehängten Psychrometer bestimmt und mit Sättigungsdefizit[1] bezeichnet, weil die Evaporation mit dem Sättigungsdefizit strenger als mit der relativen Feuchtigkeit oder mit dem Psychrometerdifferenz proportional zunimmt, jedoch ist die Beziehung der beiden Werte im Genauen nicht geradlinig, sondern exponential; der Exponent war in meinem Versuche 0.94 (vgl. auch KORIBA 1942). Daher achtete ich während dem Versuche auf Erhaltung des Sättigungsdefizites nahe 10 mmHg.

Zur genauen Berechnung der Transpirationsmenge muß man das „physikalische" Sättigungsdefizit ins „physiologische" mit der Korrigierung betreffs der Blattemperatur umrechnen (vgl. GÄUMANN u. JAAG 1936). Der Unterschied zwischen dem physikalischen und dem physiologischen Sättigungsdefizit ist in Tab. 2 übersichtlich, er ist bei niedrigerer Psychrometerdifferenz größer als bei höherer. Praktisch ist aber die genaue Bestimmung der Blattemperatur für jeden transpirierenden Körper schwer ausführbar, da es bis heute noch keine geeignete Methode gibt, um die Blattemperatur in kurzer Zeitspanne ohne Störung der Transpiration genau zu messen. Anderseits ist die Temperaturdifferenz zwischen dem Blatt und der umgebenden Luft im Schatten höchstens etwa 2°C oder

TAB. 2. Verhältnis des physiologischen Sättigungsdefizites zum physikalischen.

Bedingungen		$\frac{\text{Physiologisches Sättigungsdefizit}}{\text{Physikalisches Sättigungsdefizit}} \times 100$										
t°C	t−t′°C	Abkühlung des Blattes						Erwärmung des Blattes				
		−5°	−4°	−3°	−2°	−1°	0°(d mmHg)	+1°	+2°	+3°	+4°	+5°
15	5	47	57	66	77	88	100 (6.67)	113	126	140	155	170
	10	68	74	80	86	93	100 (10.97)	108	116	124	133	143
20	5	42	53	63	74	87	100 (8.11)	114	128	143	159	176
	10	65	71	78	85	92	100 (13.44)	108	117	126	136	146
25	5	38	48	61	73	86	100 (9.95)	115	130	146	162	180
	10	63	70	77	84	92	100 (16.63)	109	118	127	137	148
30	5	35	47	59	72	86	100 (12.28)	115	131	148	165	184
	10	61	68	76	83	92	100 (20.68)	109	118	128	139	150
35	5	32	47	58	71	85	100 (15.19)	116	132	150	168	186
	10	60	67	75	83	91	100 (25.77)	109	119	129	140	151

1) Das Sättigungsdefizit (d) berechnete ich in der vorliegenden Arbeit nach der Formel

$$d = F - [F' - a \cdot b(t - t')],$$

wo F der zur Lufttemperatur t gehörige Sättigungsdruck, F′ der zur Temperatur des feuchten Thermometers t′ gehörige; a eine Konstante, die ich in meinen Versuchen in dem geschlossenen Kasten als 0.01 annahm, und b der Barometerstand in mmHg ist.

niedriger, jedoch kann sie in der Sonne noch höheren Wert erreichen (vgl. z.B. FRITSCHE 1933). Unter meinen Versuchsbedingungen, d.h. in diffusem Lichte und in Windstille, wurde die 0.7°C-Abkühlung des *Fatsia*-Blattes mit maximal geöffneten Stomata thermoelektrisch gemessen; dies konnte die Transpiration höchstens 10% herabsetzen, weil die Psychrometerdifferenz in meinen Versuchen stets über 5°C betrug. Der Bequemlichkeit halber habe ich also im vorliegenden Versuche die Transpirationsgröße unter der Voraussetzung berechnet, daß die Evaporation mit dem physikalischen Sättigungsdefizit geradlinig zunähme. Und mit dieser Berechnung kommt betreffs des Sättigungsdefizites tatsächlich keine bestimmte Abweichung der beobachteten Werte von der durchschnittlich gezogenen Kurve vor (z.B. bei *Sambucus*; vgl. Tab. 3).

TAB. 3. Abweichung der festgestellten Transpirationsmenge von der durchschnittlich gezogenen Spaltweite-Transpirationskurve beim *Sambucus*-Blatte in Abb. 13. (Betreffs des Sättigungsdefizites zusammengestellt.)

10–12mmHg		12–14mmHg		14–16mmHg		16–18mmHg		18–20mmHg		20–22mmHg	
d mmHg	Abw. %	d mmHg	Abw. %	d mmHg	Abw. %	d mmHg	Abw. %	d mmHg	Abw. %	d mmHg	Abw. %
				15.00	+37						
		12.40	+37	15.85	+14			19.60	+29		
		12.70	+26	14.75	+11			19.70	+16		
11.60	+38	12.15	+12	15.55	+ 9			19.15	+12		
10.75	+ 3	14.00	+ 0	14.35	+ 4	16.30	+ 5	18.50	+ 9	21.10	+ 9
10.95	— 0	12.95	— 9	14.75	— 2	16.10	— 0	19.00	— 6		
11.85	— 7	13.75	—32	15.10	—11	16.90	— 9	18.80	—15		
11.80	—20			15.20	—11	17.10	— 9	18.90	—18		
11.60	—36			15.20	—26	17.60	—25	19.75	—21		

3. Randfeldaktivität. Eine exponentiale Beziehung zwischen der Evaporation und der evaporierenden Fläche wurde seit früher von mehreren Autoren, STEFAN (1881), RENNER (1911, 1912), THOMAS u. FERGUSON (1917), WALTER (1926), SEYBOLD (1929a) u.a. klar gemacht. Aber, da der Exponent durch Versuchsbedingungen abweichend sein kann, so will ich ihn hier noch einmal unter meinen Versuchsbedingungen mit Filtrierpapierscheiben messen. Die Scheibe wurde, wie das Versuchsblatt, mit einem Haken vertikal an die Torsionswaage gehängt. Der gemessene Exponent war bei zweiseitiger Evaporation durchschnittlich 1.68 für den Durchmesser und bei einseitiger[1] 1.48, und hatte gegenüber SEYBOLDS Daten von Sättigungsdefizit keine bestimmte Abhängigkeit. Die Anwendbarkeit dieses Exponenten für die pflanzliche Transpiration bleibt noch

1) Zu diesem Zwecke dichtete ich die eine Fläche des Filtrierpapier-Evaporimeters mit dem Zelluloidblättchen des Films ohne Gelatinmembran ab, das in derselben Form und Große des Evaporimeters geschnitten und dessen Wasserdurchlässigkeit 0.0062 mg/cm² Min. 10mm Hg war.

TAB. 4. Abweichung der festgestellten Transpirationsmenge von der durchschnittlich gezogenen Spaltweite-Transpirationskurve beim *Sambucus*-Blatte in Abb. 13. (Betreffs der Blattfläche zusammengestellt.)

12–14 cm²		14–16 cm²		16–18 cm²		18–20 cm²		20–22 cm²		22–24 cm²		24–26 cm²	
Fläche	Abw. %	Fläche	Abw. %	Fläche	Abw. %	Fläche	Abw. %	Fläche	Abw. %	Fläche	Abw. %	Fläche	Abw. %
		15.10	+38										
		15.90	+37										
		15.80	+12	16.05	+29								
		15.95	+ 9	17.60	+26								
		14.85	+ 4	17.70	+16	19.80	+37						
		15.65	+ 3	18.00	+14	19.90	+12						
13.60	+ 9	15.20	+ 0	17.70	+ 9	18.10	+11	20.20	+ 5				
12.35	—32	15.75	—21	17.45	± 0	18.90	— 0	20.30	— 9	22.30	—18	25.00	—11
		14.05	—25	16.50	— 9	18.35	— 2	22.00	— 9				
						18.90	— 6	20.75	—11				
						18.50	— 7	21.70	—36				
						19.10	—15						
						19.10	—20						
						19.95	—26						

zweifelhaft, weil die Transpiration im Vergleich mit der Evaporation von freier Wasserfläche ziemlich klein ist. Nach der Vergleichung der beobachteten Werte zur durchschnittlich erzogenen Kurve in Abb. 13 konnte ich am hypostomatischen *Sambucus*-Blatte (12.35–25.0 cm²) den Exponenten von etwa 1.5 feststellen (vgl. auch Tab. 4). Den Exponenten von 1.65 können wir auch aus den RENNERschen Versuchsdaten (1912) an *Syringa* (hypostomatisch) berechnen. Infolgedessen ist zu schließen, daß die pflanzliche Transpiration in der Regel mit dem gleichen Exponenten der Evaporation von der Filtrierpapierscheibe vor sich geht. Diese Ergebnisse verneinen die Ansicht von SEYBOLD (1929a), daß die pflanzliche Transpiration fast flächenproportional sei.

Außerdem kann die zweiseitige Evaporation nur etwa 1.6 mal der einseitige erreichen, deswegen ist es ohne weiteres wünschenswert, daß man die Transpirationsmenge der verschiedenen Blätter mit Berücksichtigung des Randfeldaktivität im Vergleich mit der Evaporation des Blattevaporimeters (dieselbe Form und Größe, einseitig oder zweiseitig) berechnet. Aber wenn man beim Transpirationsversuche das Versuchsblatt unter fast gleich großen Blättern auswählt, so ist die Abweichung der Blattfläche nicht zu bedeutend, um für jedes Versuchsblatt die Transpirationsmenge betreffs des Randfeldaktivität zu korrigieren.

4. Einheit der Transpirationsmenge. Um die Beziehung der Transpiration und der Spaltweite zu erörtern, zeichnete ich eine Transpirationskurve, an deren Ordinate die Transpirationsmenge und an deren Abszisse der reziproke Wert der Infiltrationszeit, oder bisweilen die Spaltweite in μ, genommen wird. Dabei mußte ich vergleichshalber die Tran-

spirationsmenge der verschiedenen Blätter auf eine Einheit berechnen. Die Zeitspanne der Transpirationsbestimmung war in der Regel ca. 1 Min., die Blattfläche der meisten Versuchsblätter ca. 10 cm^2, und das Sättigungsdefizit im Versuche 10 mmHg. So nahm ich als einheitliche Transpirationsmenge das Gewicht des Wasserverlustes in mg pro 1 Min. 1 cm^2 Blattfläche und Sättigungsdefizit von 10 mmHg. Ich bestimmte die Blattfläche nach Planimetrie an dem mit ölhaltiger Tusche geschmierten Bild und dividierte die Transpirationsmenge unmittelbar durch die Blattfläche (ohne Verdoppelung und ohne Korrigierung betreffs Randfeldaktivität) für 1 cm^2. Auch betreffs des Sättigungsdefizites rechnete ich die Transpirationsmenge einfach ohne Berichtung über das Absinken der Evaporationszunahme beim höheren Sättigungsdefizit um. Den Fehler der durch die Annahme der strengen Proportionalität zwischen der Transpirationsmenge und der Blattfläche und dem Sättigungsdefizit hervorgerufen ist, vernachlässigte ich nicht nur zur Einfachheit der Berechnung, sondern auch auf Grund des Obenbeschriebenen und der statistischen Vermeidung des Fehlers.

III. Versuchspflanzen

Die Beziehung der Transpirationsmenge und der Infiltrationszeit untersuchte ich hauptsächlich an *Fatsia japonica*, *Pittosporum Tobira*, *Sambucus Sieboldiana*, *Daphne odora*, *Evonymus japonica*, und im Vergleich mit diesen Arten auch an *Rhaphiolepis umbellata* var. *Martensii*, *Laurus nobilis*, *Aphananthe aspera*, *Kerria japonica* var. *pleniflora*, *Cornus controversa*, *Rhododendron hortense*, *Dioscorea japonica*, *Thea sinensis*, *Camellia Sasanqua*, *Ilex integra*, *Hedera Tobleri*, *Torreya nucifera*, *Mirabilis Jalapa*, *Pleioblastus Simoni*, *Trachycarpus excelsus*, *Phragmites communis*, *Triticum sativum* var. *vulgare* („Saitama 27"), *Hordeum sativum* var. *hexastichon* („Okayama"), *Impatiens Balsamina*, *Vicia Faba*, *Erigeron canadensis*, *Commelina communis*, *Jussieua repens*, *Hydrocharis asiatica* und *Sedum alboreseum*. Die oekologisch-morphologischen Eigenschaften der Versuchspflanzen sind von einander sehr verschieden. Die Spaltenzahl pro 1 cm^2-Blattfläche, die Länge und Tiefe der Spalten können wir in Tab. 5 übersehen. Darin beschrieb ich auch die Eigenschaften der Interzellularräume nach der NEGERschen Bezeichnung, „heterobarisch" und „homobarisch" (1918). Der Interzellularraum von *Sambucus*, *Cornus*, *Rhododendron*, *Dioscorea*, *Triticum* und *Hordeum* ist heterobarisch, aber die Größe der von größeren Nerven geteilten homobarischen Abteilung des Interzellularraumes beträgt über ein Quadrat von 5 mm, und darin gibt es keine weitere Abteilung. So will ich diese Blätter mit der Bezeichnung, „hetero-homobarisch", von dem rechten heterobarischen Blatte unterscheiden. Die Spaltenzahl ist bei den meisten hypo-

stomatischen Versuchsblättern 10000–20000/cm^2, aber bei *Thea* nur 8100, und bei *Aphananthe* 50400, bei den amphistomatischen minimal 840+3320 von *Commelina*, und maximal 25500+56100 von *Phragmites*. Die Größe der Spaltöffnung ist in der Regel kleiner bei den dicht verteilten Spalten, z.B. bei *Aphananthe* und *Phragmites* etwa 10μ lang, und größer bei der zerstreuten Spaltenverteilung, z.B. bei *Commelina* ca. 35μ lang. Das *Fatsia*-Blatt hat an der Oberseite keine Spaltöffnung, ausgenommen die wenigen Spalten längs der Hauptnerven, daher behandelte ich das Blatt nach der Abdichtung der Oberfläche der Hauptnerven mit Vaselin als ein hypostomatisches.

Die Querschnittsansicht der Spaltöffnungen können wir in Abb. 2 sehen. Die Spaltöffnungen von *Fatsia, Rhaphiolepis, Laurus, Kerria, Cornus, Trachycarpus, Vicia* und *Commelina* haben einen gut entwickelten Vor- und Hinterhof, aber die Differenzierung des Hinterhofes von *Aphananthe, Rhododendron, Daphne, Ilex, Jussieua, Sedum* ist nicht so deutlich wie bei den eben erwähnten Arten. Die Blätter von *Pittosporum, Sambucus, Mirabilis, Evonymus, Thea, Camellia, Hedera, Pleioblastus, Impatiens, Erigeron* und *Hydrocharis* haben Spaltöffnungen mit dem Vorhof allein, jedoch kommt in den meisten Fällen eine Höhle hinter der Spaltöffnung zwischen den großen Nebenzellen vor. An den Spaltöffnungen von *Torreya, Phragmites, Triticum* und *Hordeum* können wir keinen nennenswerten Vor- und Hinterhof sehen. Das Nadelblatt von *Torreya*

TAB. 5. Zahl und Größe der Spaltöffnungen der Versuchspflanzen.

A. Hypostomatische Blätter.

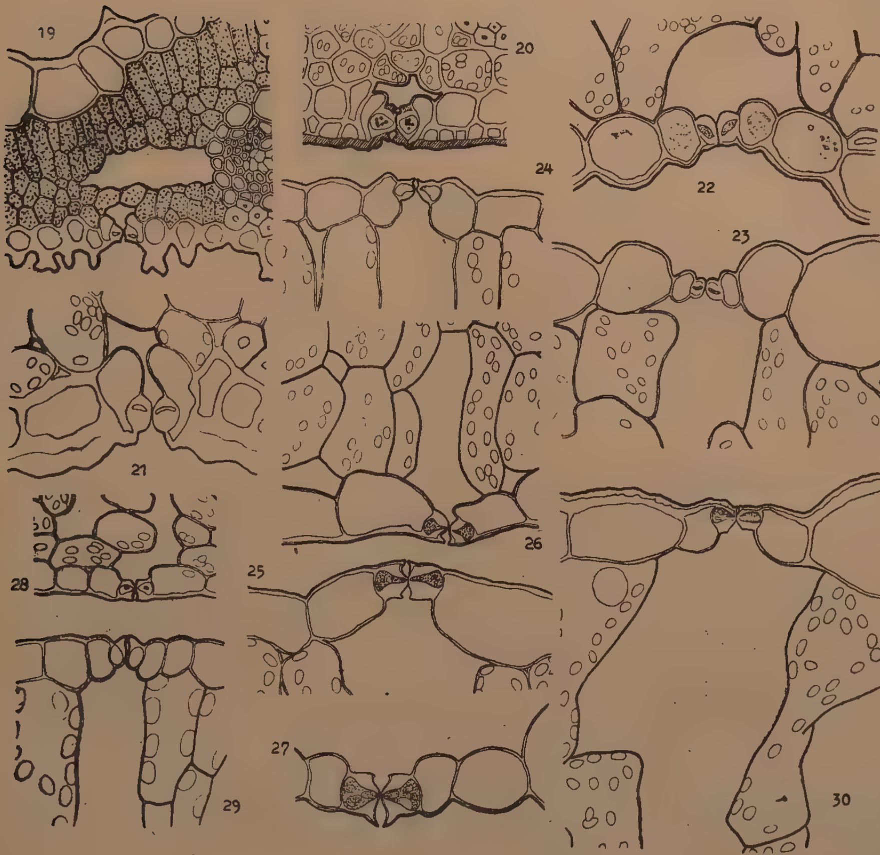
	Zahl/cm^2	Länge in μ	Tiefe in μ	Interzellularraum	Bemerkungen
1. *Fatsia*	24000	13.8	16.2	heterobarisch	immergrün. Strauch
2. *Pittosporum*	24600	13.8	17.8	„	„ „
3. *Rhaphiolepis*	28400	14.9	22.0	„	„ „
4. *Laurus*	28100	16.1	17.8	„	„ Baum
5. *Aphananthe*	50400	10.8	10.3	„	sommergrün. „
6. *Kerria*	39200	9.5	10.6	„	„ Strauch
7. *Sambucus*	11800	21.6	15.5	hetero-homob.	„ „
8. *Cornus*	20900	13.1	10.1	„	„ Baum
9. *Rhododendron*	28900	15.1	10.8	„	immergrün. Strauch
10. *Dioscorea*	13400	21.0	13.2	„	Schlingkraut
11. *Daphne*	13200	17.3	22.6	homobarisch	immergrün. Strauch
12. *Evonymus*	16100	15.3	19.1	„	„ „
13. *Thea*	8100	16.9	16.0	„	„ „
14. *Camellia*	9500	14.6	16.3	„	„ „
15. *Ilex*	16700	19.4	20.0	„	„ Baum
16. *Hedera*	14300	15.3	15.5	„	„ Schlinggewächs
17. *Torreya*	18600	24.0	20.1	„	„ Nadelbaum
18. *Mirabilis*	14000	15.1	10.8	„	zartlaub. Kraut



(a)

Abb. 2. Querschnitt der Spaltöffnungen der Versuchsblätter.

1. *Fatsia japonica* (×335), 2. *Pittosporum Tobira* (×335), 3. *Rhaphiolepis umbellata* var. *Mertensii* (×335), 4. *Laurus nobilis* (×335), 5. *Aphananthe aspera* (×335), 6. *Kerria japonica* var. *pleniflora* (×325), 7. *Sambucus Sieboldiana* (×330), 8. *Cornus controversa* (×330), 9. *Rhododendron hortense* (×325), 10. *Dioscorea japonica* (×335), 11. *Daphne odora* (×335), 12. *Evonymus japonica* (×330), 13. *Thea sinensis* (×335), 14. *Camellia Sasanqua* (×335) 15. *Ilex integra* (×330), 16. *Hedera Tobleri* (×335), 17. *Torreya nucifera* (×330), 18. *Mirabilis Jalapa* (×330), 19. *Pleioblastus Simoni* (Unterseite, ×340), 20. *Trachycarpus excelsus* (Unterseite, ×320), 21. *Phragmites communis* (Unterseite, ×790), 22. *Triticum sativum* var. *vulgare* (Unterseit, ×350), 23. *Hordeum sativum* var. *hexastichon* (Oberseite, ×300), 24. *Impatiens Balsamina* (Oberseite, ×335), 25. *Vicia Faba* (Oberseite, ×325), 26. *Erigeron canadensis* (Unterseite, ×325), 27. *Commelina communis* (Unterseite, ×375), 28. *Jussieua repens* (Unterseite, ×340), 29. *Hydrocharis asiatica* (Oberseite, ×320), 30. *Sedum alboreseum* (Oberseite, ×330).



(b)

hat an dessen Unterseite längs der Mittelrippe zwei parallel laufende stomatatragende Zonen, deren relative Weite für diselbe des Blattes durchschnittlich $13.9 \times 2\%$ ist. Die Spaltöffnung ist vorhanden an der Basis einer großen äußeren Atemhöhle. Die letztere ist im Durchmesser am Mund 12.8μ, an der Basis 47.6μ und in der Tiefe 64.9μ, so daß ihres Lumen im Mittel $5.16 \cdot 10^{-8}$ ccm, und an einem Nadelblatte $2.41 \cdot 10^{-4}$ ccm, weil die Spaltenzahl 18600/cm^2, die Blattfläche 0.905 cm^2 und die stomatatragende Blattfläche 27.8% ist. Die lange Zentralspalte der Stomata des Hartblattes von *Trachycarpus*, eine in Japan einheimische Palme, ist schmal und schwach gekrümmt.

Das Schwimmblatt von *Hydrocharis* ist bekannt als ein epistomatisches, aber das zum Versuche gebrachte, in die Luft ragende Blatt der im seichten Becken dicht gepflanzten Pflanze war amphistomatisch, jedoch war die Spaltenzahl an der Blattunterseite im Verhältnis zu derselben an der Oberseite nur ein Zwanzigstel.

(Tab. 5. fortgesetzt)

B. Amphistomatische Blätter.

	Oberseite / Unterseite	Zahl cm²	Länge in μ	Tiefe in μ	Interzellularraum	Bemerkungen
19. *Pleioblastus*	Ob.	1500	11.9	7.3	heterobarisch	immergrün. Gewächs
	Unt.	38600	13.1	7.2		
20. *Trachycarpus*	Ob.	1800	10.7	15.1		
	Unt.	29800	11.6	15.0	”	”
21. *Phragmites*	Ob.	35500	10.2	6.0		Sumpfpflanzen
	Unt.	56100	11.2	6.0	”	
22. *Triticum*	Ob.	3200	38.3	11.1	hetero-homob.	
	Unt.	2200	41.1	12.1		
23. *Hordeum*	Ob.	4800	25.9	10.8		
	Unt.	3200	24.0	10.9	”	
24. *Impatiens*	Ob.	10900	12.7	10.2	homobarisch	saftiges Kraut
	Unt.	31500	13.2	9.4		
25. *Vicia*	Ob.	4500	26.2	17.2		
	Unt.	8300	23.6	17.0	”	
26. *Erigeron*	Ob.	9500	21.2	11.5		sommergrün. Kraut
	Unt.	13700	17.3	11.2	”	
27. *Commelina*	Ob.	800	31.3	18.9		
	Unt.	3300	36.4	17.5	”	”
28. *Jussieua*	Ob.	28000	12.1	8.6		Sumpfpflanzen
	Unt.	28000	10.9	8.8	”	
29. *Hydrocharis*	Ob.	8400	28.7	12.7		Wasserpflanzen
	Unt.	400	32.1	—	”	
30. *Sedum*	Ob.	3400	20.2	12.1		Blattsukkulente
	Unt.	3900	20.0	11.7	”	

Fatsia, Pittosporum, Rhaphiolepis, Laurus, Daphne, Evonymus, Thea, Camellia, Ilex, Hedera, Torreya, Pleioblastus und *Trachycarpus* sind immergrün, die anderen Arten meistens sommergrün. Der immergrüne Strauch, *Rhododendron hortense,* hat zwei Arten von Blättern: das im Frühling entfaltete Blatt fällt in der Regel im Spätherbst ab und das noch später entwickelte Blatt überwintert. Die Blattfläche des Sommerblattes ist etwa 15 cm², die des Winterblattes nur 8.6 cm². Die immergrünen Blätter der Versuchspflanzen sind im allgemeinen lederartig, und deren Wassergehalt ist meistens 60–70%, aber derselbe von *Laurus, Rhaphiolepis, Pleioblastus* und *Trachycarpus* ist etwa 55%. Die Blätter der sommergrünen Pflanzen, besonders die der Kräuter, sind im allgemeinen zarter und wasserreicher (70–80%) als die der immergrünen. Das sukkulente Blatt von *Sedum* zeigte 92%ig. Wassergehalt, die Wasserpflanze *Hydrocharis* 87% und die Sumpfpflanze *Jussieua* 81%, der Wassergehalt des *Phragmites*-Blattes war dagegen nur 62%. Die Blattspreite der Versuchspflanzen war meistens 10 cm² oder 15 cm², aber sie betrug bisweilen über 40 cm² (bei *Cornus*), oder nur 0.905 cm² (beim Nadelblatt von *Torreya*). Am gelappten breiten Blatte von *Fatsia* und *Trachycarpus* versuchte ich mit einem Blattstückchen von ca. 20 cm².

IV. Spaltöffnungsbewegung von den versuchten Pflanzen

1. Tagesverlauf der Spaltöffnungsbewegung. Über die Stomatabewegung im Freien haben wir heute eine Anzahl von Arbeiten, z.B. LOFTFIELD (1921), WEBER (1923), KERL (1930), WENZEL (1939). Aber der Tagesverlauf der Stomatabewegung ändert sich mit den Pflanzenarten und auch Standortsfaktoren, weil die Bewegung der Schließzellen durch die Licht-, Wasser-, bisweilen Wärmefaktoren beeinflußt wird (STÅLFELT 1929a, MONSI 1938a, TAGAWA 1938 u.a.). Daher ist es ohne weiteres erforderlich, daß man vor dem Transpirationsversuche vorläufig die Stomatabewegung der Versuchspflanzen feststellt.

Schon im Okt. 1936 untersuchte ich an den im Freien gewachsenen Pflanzen von *Fatsia japonica, Erigeron annuus, Ricinus communis, Cornus controversa, Pollia japonica* und *Camellia japonica* über dieses Problem (1938a). Die Stomata jeder Versuchspflanze bewegten sich im großen und ganzen mit einander parallel, und es bestätigten sich die Ergebnisse von LOFTFIELD und WEBER.

Im Sommer des Jahres 1940 arbeitete ich über diese Anhaltspunkte an einigen der Versuchspflanzen, *Fatsia, Evonymus, Camellia, Ilex, Mirabilis* und *Impatiens,* und an einigen anderen Pflanzen, *Hydrangea macrophylla* var. *Otaksa, Cedrela sinensis, Pharbitis Nil, Cucurbita moschata* und *Brassica campestris.*

An einem klaren Tag. Das Sonnenlicht betrug am Mittag etwa 80000 Lux. Die Luttemperatur und die relative Feuchtigkeit waren um 4.30 Uhr 19.6°C bzw. 97%. Gegen 13 Uhr kam die max. Lufttemperatur von 29°C, und um 12.30 Uhr die min. Feuchtigkeit von 53%. Abends (19 h) war es 23.0°C und 78%. Die Stomata der meisten Versuchspflanzen begannen sich schon gegen 4 Uhr zu öffnen, obwohl das Licht nur ca. 5 Lux war, hatten gegen 11 Uhr die maximale Weite, und schlossen sich gegen 19 Uhr völlig oder fast völlig.

An einem trüben Tag. Frühmorgens und gegen 8 Uhr regnete es schwach. Gegen 13 Uhr strahlte die Sonne durch leichte Wolken, so daß das maximale direkte Sonnenlicht von ca. 40000 Lux gemessen wurde, den Tag hindurch schwankte das Oberlicht zwischen 4000 und 10000 Lux. Die Lufttemperatur und die Luftfeuchtigkeit verliefen um 4.30 h: 19.8°, 94%, um 13.30 h: 24.6°, 76%, um 22.30 h: 20.9°, 91%, um 6 h nächsten Tages: 20.0°, 98%. Der tägliche Wechsel der Spalten verlief im großen und ganzen wie am klaren Tag, aber zur maximalen Öffnung kam es etwas später, d.h. gegen 14 Uhr, und die Öffnung war etwas kleiner als dieselbe am klaren Tag.

Im Winter des Jahres 1942 versuchte ich auch die Spaltöffnungsbewegung mit der Infiltrationsmethode. Die Versuchspflanzen waren

Fatsia, Evonymus, Camellia und *Ilex*, und auch *Aucuba japonica, Rhododendron lateritum*, und immergrüne Kräuter, *Rhodea japonica, Aspidistra elatior, Iris japonica, Ligularia tussilaginea.* Aber im kalten Winter ist das als Infiltrationsflüssigkeit geeignete Benzol im Freien nicht mehr benutzbar, da dessen Gefrierpunkt +5.4°C ist. Nach einigen Betrachtungen benutzte ich Toluol (Gefrierpunkt=−98°C), aber es evaporiert nicht so schnell wie Benzol (1:2.3), so ist es zur quantitativen Infiltrationsmethode nicht geeignet. Daher konnte ich die Öffnung der Spalten nur mit den Bezeichnungen zeigen, die in meiner früheren Arbeit (1938a) gebraucht wurden: nicht infiltriert (0), sehr schwer (1), schwer (2), mäßig (3), leicht (4), sehr leicht (5).

TAB. 6. Die Spaltöffnungsbewegung im Sommer. Die Spaltweite wird mit dem Infiltrationskoeffizienten (MONSI 1938c), d.h. $\sqrt{\frac{1}{\text{Infiltrationszeit}}} \times 100$, gezeigt. (Vgl. den Text.)

	33. Juni (klar)			30. Juni (trüb)			Am nächsten Tag (trüb)
	4 Uhr	Max. (Uhr)	19 Uhr	4 Uhr	Max.(Uhr)	19 Uhr	2 Uhr
Fatsia							
Lichtblatt	6	26(11h)	0	3	23(15h)	0	0
Schattenbl.	4	20(8)	0	0	20(14)	0	0
Evonymus jap.							
Alt. Blatt	34(6h)	50(11)	0	12	61(14)	2	0
Jung. Blatt	23(")	57(11)	0	9	48(15)	1	2
Camellia							
Alt. Blatt	12	25(15)	5	5	31(14)	0	2
Jung. Blatt	7	12(11)	0	4	14(11)	0	0
Ilex							
Alt. Blatt	0	33(11)	0	0	18(13)	0	0
Jung. Blatt	0	7(7)	0	0	14(13)	0	0
Hydrangea	15(5h)	38(10)	15	15	31(9)	10	17
Cedrela	0	7(16)	0	3	4(8)	0	0
Mirabilis	31	92(11)	0	13	39(11)	0	0
Pharbitis	8	32(9)	0	9	41(15)	0	0
Cucurbita	20(5h)	30(12)	3	13	21(11)	6	5
Impatiens							
Oberseite	0	44(11)	8	19	43(10)	14	13
Unterseite	0	104(10)	5	23	55(14)	0	7
Brassica							
Oberseite	25(5h)	82(11)	0	31	56(11)	14	9
Unterseite	24(")	74(11)	0	31	60(14)	0	0

TAB. 7. Die Spaltöffnungsbewegung im Winter. Die Spaltweite wird mit dem Infiltrationsgrade (MONSI 1938a) des Toluols gezeigt. 0=nicht infiltriert, 1=sehr schwer, 2=schwer, 3=mäßig, 4=leicht, 5=sehr leicht.

	29. Jan. (klar)			1. Feb. (Schnee)		
	7 Uhr	Max. (Uhr)	18 Uhr	11 Uhr	Max. (Uhr)	16 Uhr
Fatsia Lichtblatt	0	3–4 (13.30h)	0	0	0–2 (15h)	0
Schattenblatt	0	2–3 (12)	0	0	0–1 (12)	0
Evonymus jap.	0	4 (13)	1	2–3	2–3 (14)	0–2
Camellia	0	0–2 (12.30)	0	0	0	0
Ilex	0	3–4 (13)	0	0	0	0
Aucuba	0	2–3 (13)	0	0	0	0
Rhododendron lat.	1 (8.30h)	4 (13.30)	0–1	0–1	1–2 (12)	0–1
Rhodea	0	4–5 (14.30)	0	0	1–2 (15)	0–1
Aspidistra	0	1 (11)	0	1	1 (11)	0
Iris japonica	0	2 (11)	0	0	0–2 (15)	0
Ligularia	0	2–3 (13.30)	0	0–1	2 (14)	1–2
				—	2 (12)	0 *

* gefrorene Blätter.

An einem klaren Tag. Das direkte Sonnenlicht erreichte am Mittag ca. 35000 Lux, das Oberlicht nur 12000 Lux. Die min. Lufttemperatur war −3.6°C (6.30 h), die min. Bodentemperatur von 10 cm-Tiefe +1.6°C (8.00–9.30 h). Jene erreichte um 12.30 Uhr das Maximum von 9.6°C und am Abend (18.30 h) 5.6°C, aber diese gegen 16.30–17.30 Uhr 3.2°C, am Abend 3.0°C. Die Bodenoberfläche hatte gegen 16 Uhr die max. Temperatur von 4.0°C. Die Bodentemperatur von 30 cm-Tiefe blieb den ganzen Tag hindurch auf 3.9°C. Die Luftfeuchtigkeit war am Morgen (7 h) 89%, am Mittag 40% und am Abend (18.30 h) 65%. Um 7 Uhr schlossen sich die Stomata fast völlig: gegen 8 Uhr begannen sich die Stomata der noch Gefrierenflecke tragenden Blätter von *Fatsia* und *Evonymus*, und die der anderen Arten noch etwas später nach dem Auftauen, zu öffnen. Aber im großen und ganzen bewegten sie sich in kalter Luft gemäß der Zu- oder Abnahme des Sonnenlichtes wie im Sommer (vgl. RÜSSEL 1940), jedoch kommt es zur maximalen Öffnung etwas später als im Sommer (s. Tab. 7).

An einem Schneetag. Die min. Lufttemperatur war am Morgen −0.8°C, und vom trüben Himmel fiel von 9.30 Uhr an den ganzen Tag über Schnee. Am Mittag war die Lufttemperatur −1.4°C und die Feuchtigkeit 92%. Die Temperatur der Bodenoberfläche −0.2°C, die von 10 cm-Tiefe +1.0°C, die von 30 cm-Tiefe +3.2°C. Um 15 Uhr nahm die Lufttemperatur schwach zu (bis −0.7°C). Um 17 Uhr sank sie zu −1.1°C und die Luftfeuchtigkeit war 97%. Die Bodentemperatur war an der Oberfläche −0.1°C, 10 cm-Tiefe +0.9°C und an der 30 cm-Tiefe +3.1°C. Die Beleuchtung war sehr schwach; das max. Oberlicht von 3000 Lux

wurde um 14 Uhr gemessen. Die Stomata der versuchten Pflanzen blieben geschlossen, oder, wenn sie sich auch öffneten, konnte die Öffnung nur eine sehr schmale maximale Weite erreichen (Tab. 7).

Nach diesen Versuchen können wir über den Tagesverlauf der Spaltöffnungsbewegung folgendermaßen kurz zusammenfassen: (1) Die Stomata öffnen sich im allgemeinen maximal gegen Mittag, in der Nacht bleiben sie geschlossen oder nur schwach geöffnet. Die Stomata von *Hydrangea* bleiben ausnahmsweise in der Nacht noch ziemlich weit geöffnet (Kartoffel-Typus nach LOFTFIELD). (2) Die Stomata können sich am klaren Wintertag bis zu einer gewissen Weite öffnen, aber das Maximum der Öffnung erscheint etwas später als am klaren Sommertag. (3) Am trüben Tag und Regentag ist die stomatäre Öffnung in der Regel nicht so weit wie am klaren Tag und erreicht am Nachmittag das Maximum, dagegen am klaren Tag am Vormittag oder gegen Mittag (Schlecht- und Schönwettertypus nach WEBER). Am Schneetag bleiben die Stomata fast geschlossen. (4) Die Stomata einiger Pflanzen (*Cedrela, Aspidistra*) schließen sich fast den ganzen Tag hindurch. (5) Die Stomata des Lichtblattes öffnen sich sowohl am klaren Tag als auch am trüben Tag weiter als die des Schattenblattes, und die ersteren erreichen die maximale Öffnung später als die letzteren (bei *Fatsia*). (6) Im allgemeinen öffnen sich die Stomata des überwinterten älteren Blattes weiter und länger als die des jüngeren, ausnahmsweise öffneten sich die letzteren bei *Evonymus* am klaren Tag im Sommer etwas weiter als die erstern. Das Maximum der Öffnung kommt meistens an den jüngeren Blättern früher als an den älteren (bei *Evonymus, Camellia* und *Ilex*). (7) Die harten Blätter der *Fatsia*-, *Evonymus*-, *Camellia*- und *Ilex*-Bäume und die zarten von *Impatiens, Brassica, Cucurbita* oder *Ligularia* u.a. zeigen an der Stomatabewegung keinen wesentlichen Unterschied. (8) Die Stomata der Blattoberseite zeigen auch den gleichen Tagesverlauf wie die der Unterseite (bei *Impatiens* und *Brassica*).

2. Künstliche Regulierung. Um die Beziehung der Transpiration und der Spaltweite klar zu machen, müssen wir die Transpiration an dem ganzen Öffnungsbereich der Spalten bestimmen. Daher ist es notwendig, die stomatäre Öffnung künstlich zu regulieren.

Über die Ursache des Öffnens und Schließens der Spalten gibt es eine Anzahl von Arbeiten (STÅLFELT 1929a, SMALL u. MAXWELL 1939 u.a.). Über dieses Problem arbeitete ich auch schon seit dem Jahre 1936 (1938a, c, 1939). Nach diesen Arbeiten können wir jetzt als allgemeine Regel schließen, daß die Stomata sich zuerst mit Beleuchtung öffnen, aber dabei die Wasserbilanz des Blattinneren eine sehr wichtige Rolle spielt. Wenn der Wasservorrat des Blattes supraoptimal ist, so können sich die Stomata unter dem Außendruck der umgebenden Zellen nicht weit öffnen. Die maximale Öffnung kommt stets mit der schwachen Wassergehalts-

abnahme des Blattes vor. Freilich schließen sich die Stomata der meisten Pflanzen mit weiterem Wasserverlust. Daher braucht es, um die Spalten weit öffnen zu lassen, genügendes Licht und geeignetes schwaches Absinken des Wasservorrates. Wenn man ein Blatt oder einen Sprosse in der Feuchtkammer starkem Lichte aussetzt, so öffnen sich die Spalten sehr weit und bleiben gewöhnlich nach dem bedeutenden Absinken des Wassergehaltes fast maximal geöffnet. Um die Spalten zum Schließen zu bringen, haben wir zwei Wege; der eine ist die Anwendung des passiven Schließens, das die Stomata des in Dunkel-Feuchtkammer eingesetzten Blattes erleiden, und der andere ist die des hydroaktiven Schließens, welches man durch Aussetzung des Blattes ohne Wasserzufuhr in trockener Luft hervorrufen kann. Nach der oben beschriebenen künstlichen Regulierung der Spaltweite und durch die Benutzung des Tagesverlaufes der Stomatabewegung im Freien konnte ich den Transpirationsversuch mit beliebter Öffnungsweite ohne Schwierigkeit ausführen.

V. Die Abhängigkeit der Transpirationsmenge von der Öffung der Spalten

(I) Versuchsresultate

A. Infiltrationsversuche

1. *Fatsia japonica.* Mit dem Lichtblatte von *Fatsia japonica* wiederholte ich seit dem Herbst des Jahres 1938 bis zum Frühlingsanfang des Jahres 1942 die Infiltrations-Transpirationsversuche etwa ein hundertmal. Freilich wurde sowohl das junge Blatt als auch das überwinterte alte Blatt zum Versuche gebracht. In den meisten Fällen nahm die Transpiration von *Fatsia* völlig proportional mit der Zunahme der reziproken Zahl der Infiltrationszeit zu, wie in Abb. 3 ersichtlich ist. Bloß in wenigen Fällen bog die Transpirationskurve nach der Abszisse, und in wenigen anderen Fällen lief die Kurve S-förmig. Daher kann man die Transpirationsmenge im allgemeinen nach der folgenden Formel mit der Öffnung der Spalten zeigen,

$$T_g = T_k + T_s = T_k + M{\cdot}S,$$

worin T_g die Gesamttranspiration, T_k und T_s die kutikulare bzw. die stomatäre Transpiration, M die Proportionalitätskonstante, S die reziproke Zahl der Infiltrationszeit ist. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Versuche stellte ich in Tab. 8* zusammen. Bemerkenswert ist die jahreszeitliche Schwankung des M; im Hochsommer und im Mittwinter kommt das Ab-

* Tab. 8 bis Tab. 17 stellte ich auf den Seiten 423 bis 428 zusammen.

sinken des M vor, worüber ich noch einmal im anderen Abschnitt ausführlich erörtern werde.

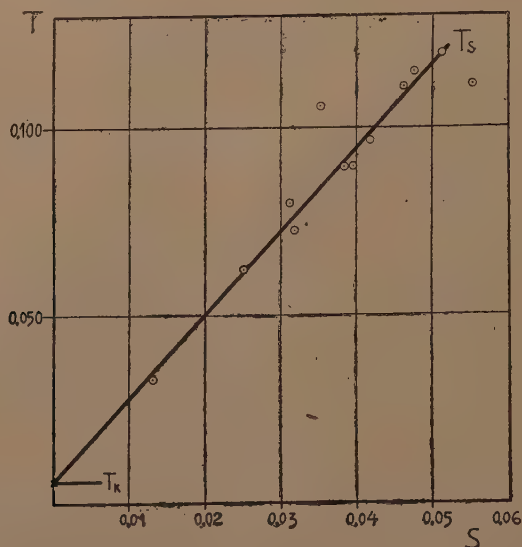


Abb. 3. Eine S–T–Kurve von *Fatsia japonica.* Am 27. Juli 1941. × = die doppelte Transpirationsmenge des an der Unterseite mit Vaselin abgedichteten Blattstückchens.

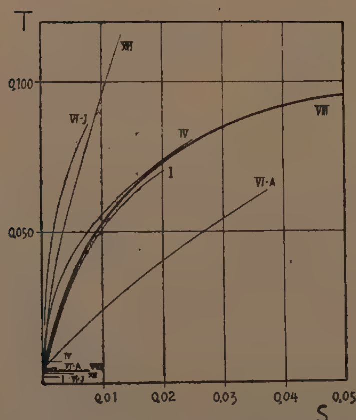


Abb. 4. S–T–Kurven von *Pittosporum Tobira.* VI–J = mit dem jungen Blatte am 20. Juni 1940. VIII = am 28. Aug. 1940. XII = am 22. Dez. 1940. I = am 21. Jan. 1941. IV = mit dem überwinterten Blatte im April 1939. VI–A = mit dem überwinterten alten Blatte am 20. Juni 1940.

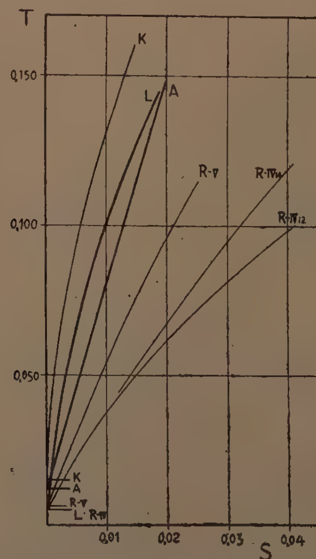


Abb. 5. S–T–Kurven von *Raphiolepis umbellata* var. *Mertensii* (R–IV_{12}, R–IV_{14}, R–V), *Laurus nobilis* (L), *Aphananthe aspera* (A) und *Kerria japonica* var. *pleniflora* (K). Vgl. Tab. 10.

2. *Pittosporum Tobira.* Die Zunahme der Transpiration mit dem S war beim heterobarischen Blatte von *Pittosporum* am kleinen S verhältnismäßig größer als am größeren S, so daß die Kurve schwach nach der Abszisse bog. Der Kurvenverlauf und die kutikulare Transpiration veränderten sich in jeder Jahreszeit (s. Abb. 4 und Tab. 9).

3. *Rhaphiolepis umbellata* var. *Mertensii* und 4. *Laurus nobilis.* An *Rhaphiolepis* versuchte ich im Frühling und an *Laurus* im Herbst. Der Wassergehalt des Blattes war bei *Rhaphiolepis* etwa 55% und bei *Laurus* 54%. Die kutikulare Transpiration beider Arten war etwa 0.005 ($mg/cm^2 \cdot Min \cdot 10\ mmHg$). Die maximale relative Transpiration ($rT_{g\ max}$) war bei *Laurus* 60%.

5. *Aphananthe aspera* und 6. *Kerria japonica* var. *pleniflora.* Am 12. Sept. 1940 versuchte ich mit dem heterobarischen sommergrünen *Aphananthe*-Blatt, dessen Wassergehalt etwa 62% und dessen Oberflächenentwicklung 0.63 (dm^2/g) war. Die kutikulare Transpiration war 0.012,

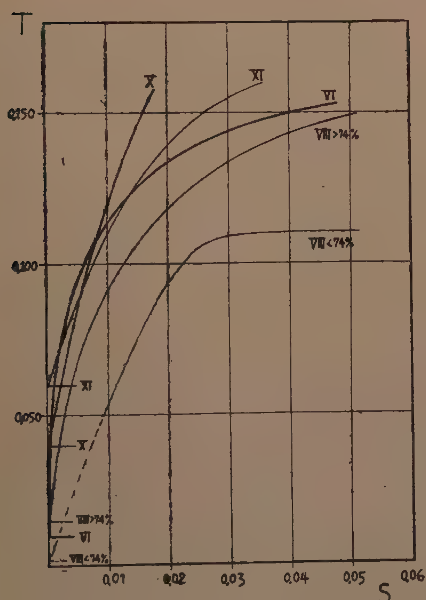


Abb. 6. S–T-Kurven von *Sambucus Sieboldiana.* VI=am 15. Juni 1939. VIII > 70%=mit dem Blatt, dessen Wassergehalt über 74% war. VIII < 74%=mit dem Blatt, dessen Wassergehalt unter 74% war. Am 17. Aug. 1940. X=am 10. Okt. 1940. XI =am 25. Nov. 1940.

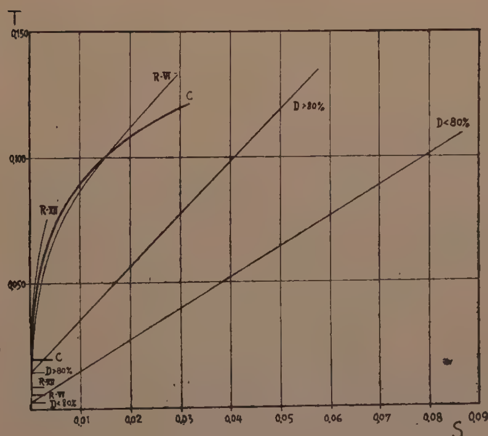


Abb. 7. S–T-Kurve. C=*Cornus controversa.* R=*Rhododendron hortense.* R-VI=mit dem Sommerblatt am 25. Juni 1940, R-XII=mit dem Winterblatt am 10. Dez. 1940. D=*Dioscorea japonica.* D > 80%=mit dem Blatt, dessen Wassergehalt über 80% war. D < 80%=mit dem Blatt, dessen Wassergehalt unter 80%. Vgl. Tab. 12.

und die stomatäre Transpiration stieg mit der Zunahme von S geradlinig an. Aber die Transpiration des *Kerria*-Blattes, das auch sommergrün und heterobarisch ist, nahm nicht geradlinig mit dem Öffnen der Spalten zu, jedoch war die Erniedrigung der Transpirationszunahme mit derselben sehr schwach. Der Wassergehalt des Blattes betrug etwa 68%, die Oberflächenentwicklung 0.88. Das $rT_{g\ max}$ war 74%.

7. *Sambucus Sieboldiana.* Das sommergrüne Blatt von *Sambucus* entfaltet sich Mitte April, vergilbt und fällt im November. Die Transpirationskurven krümmten nach der Abszisse wie in Abb. 6. Die kutikulare Transpiration nahm im Herbst vor dem Laubabfall bis zu 0.060, d.h. 6-mal in der jungen Phase zu.

8. *Cornus controversa.* Am 21. Juni 1940 versuchte ich mit dem sommergrünen Blatte von *Cornus.* Der Wassergehalt war etwa 67%, die Oberflächenentwicklung 0.58. Die stomatatragende Blattunterseite ist von zahlreichen kleinen Auswüchschen bedeckt, und so dehnt sich die Infiltrationsflüssigkeit bald nach dem Abtropfen weit auf die Oberfläche aus. Deswegen muß man die Infiltrationszeit betreffs dieser Fehlerquelle korrigieren. Die Transpirationskurve bog ziemlich stark nach der Abszisse. Die kutikulare Transpiration betrug etwa 0.020.

9. *Rhododendron hortense.* Die Transpirationszunahme der Sommer- und Winterblätter sank am Bereich der weiteren Öffnung der Spalten etwas ab. Die Spalten des Winterblattes konnte sich nur sehr schwach zum Öffnen bringen, so war das $rT_{g\ max}$ nur 26%, während dasselbe des Sommerblattes 58% war.

10. *Dioscorea japonica.* Im Herbst zeigten die Blätter dieses Schlingkrautes eine regellose Transpiration. Aber im großen und ganzen ging die Transpiration mit der Zunahme der Öffnungsweite einher. Dabei war der Wassergehalt ca. 80%, und die Transpirationsmenge der wasserreichen Blätter war etwas größer als die der wasserarmen mit derselben Öffnungsweite.

11. *Daphne odora.* Die homobarische harte Blattspreite von *Daphne* ist etwa 10 cm^2 breit. Bei der maximalen Öffnung wurde die Infiltrationszeit unter 1 Sek. öfters gemessen, aber die Transpiration nahm mit der Öffnung nur langsam zu. Jahreszeitlich ändert sich sowohl T_k als auch der Kurvenverlauf von T_s (Tab. 13 u. Abb. 8).

12. *Evonymus japonica.* Die Struktur dieses immergrünen Blattes ist der des *Daphne*-Blattes sehr ähnlich. Die Transpirationskurve der beiden Arten ist mit einander ziemlich übereinstimmend (Abb. 9).

13. *Thea sinensis,* 14. *Camellia Sasanqua,* 15. *Ilex integra* und 16. *Hedera Tobleri.* Die homobarischen hypostomatischen Blätter von *Thea, Camellia, Ilex* und *Hedera* zeigen sehr ähnliche Transpirationskurven (s. Abb. 10). Die maximale Transpirationsmenge war bei jeder Art trotz der kürzeren Infiltrationszeit verhältnismäßig niedrig. Die Transpira-

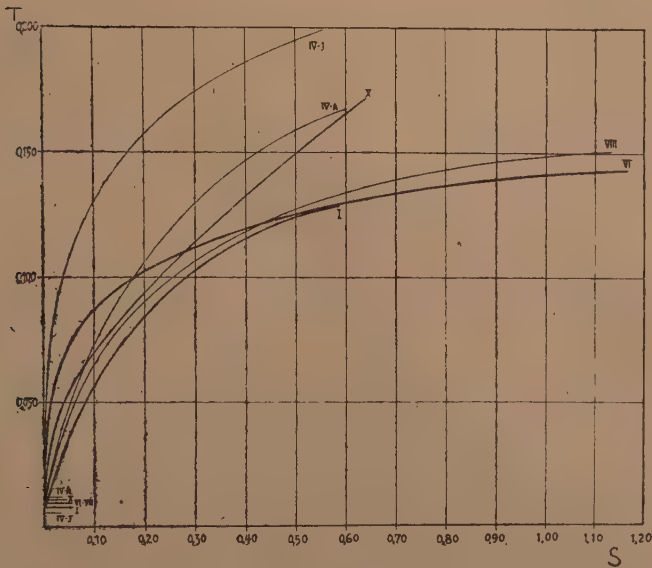


Abb. 8. S-T-Kurven von *Daphne odora*. IV–J = mit dem jungen Blatte am 24. April 1941. VI = am 7. Aug. 1940. X = am 31. Okt. 1940. I = am 13. Jan. 1941. IV–A = mit dem alten Blatte am 21. April 1941. Vgl. Tab. 13.

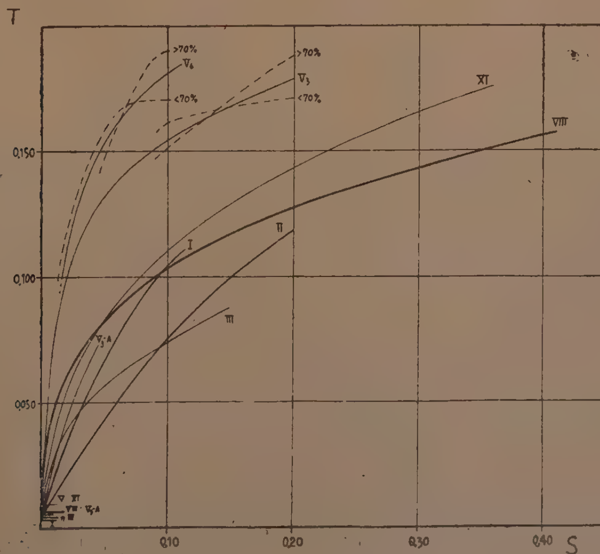


Abb. 9. S-T-Kurven von *Evonymus japonica*. V_3 = mit dem jungen Blatte am 3. Mai 1940. V_6 = mit dem jungen Blatte am 6. Mai 1940. 70% = Wassergehalt des Blattes. VIII = am 23. Aug. 1940. XI = am 4. Nov. 1940. I = am 15. Jan. 1941. II = am 4. Feb. 1941. III = im März 1939. V_{3-A} = mit dem überwinterten alten Blatte am 3. Mai 1940.

tionskurve des *Ilex-Blattes* zeigte die stärkste Biegung nach der Abszisse. Die Spalten des *Hedera*-Blattes konnten sich nicht so weit öffnen, so daß die relative Transpiration im Maximum nur 43% erreichte.

17. *Torreya nucifera.* An der Spaltöffnung dieses Nadelbaumes entwickelt sich, wie schon erwähnt, die äußere Atemhöhle sehr stark, und deren ganzes Lumen für ein Blatt betrug $2.41 \cdot 10^{-4}$ ccm. Die Größe eines Tröpfchens der Infiltrationsflüssigkeit war etwa $5 \cdot 10^{-3}$ ccm, daher das Gesamtlumen der Atemhöhlen für das Tröpfchen nur ca. 4.8%. Dieser Wert fällt in den Bereich des Versuchsfehlers. Die Zeit, während der die Infiltrationsflüssigkeit den Mund der Spaltöffnung erreicht, dürfte, wie schon in der früheren Arbeit 1938b berechnet, höchstens 10^{-5} Sek. sein. Deswegen habe ich die Infiltrationszeit betreffs des durch die äußere Atemhöhle verursachten Fehlers nicht korrigiert. Die Infiltrationszeit war bei der maximalen Öffnung etwa 2 Sek., und dabei betrug die Transpiration 0.148, oder das $rT_{g\ max}$ 33%, weil die Randfeldaktivität des kleinen Nadelblattes sich sehr stark zeigt. Die Transpirationskurve geht mit dem Öffnen der Spalten exponential.

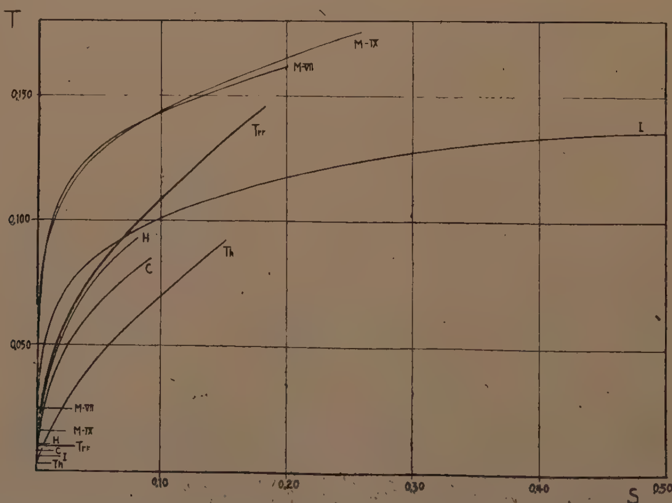


Abb. 10. S–T–Kurven von *Thea sinensis* (Th), *Camellia Sasanqua* (C), *Ilex integra* (I), *Hedera Tobleri* (H), *Torreya nucifera* (Trr) und *Mirabilis Jalapa* (M–VII, M–IX). Vgl. Tab. 15.

18. *Mirabilis Jalapa.* Am 19. Juni und 26. Sept. 1940 versuchte ich am *Mirabilis*-Blatt. Der mittlere Wassergehalt war in beiden Fällen 88%, und die Blattfläche 9.1 cm² bzw. 10.7 cm². Die Transpirationskurve stieg an der verhältnismäßig schmalen Weite (S=0−0.01) sehr steil an, mit weiterer Öffnung kommt nur eine schwache Zunahme der Transpiration vor, so krümmt die Kurve sehr stark. Das $rT_{g\ max}$ war ca. 70%.

19. *Pleioblastus Simonii*, 20. *Trachycarpus excelsus* und 21. *Phrag-*

mites communis. Mit diesen drei Arten versuchte ich im Sommer 1940. Sie sind betreffs der oekologisch-morphologischen Eigenschaften von einander sehr verschieden; *Pleioblastus* ist eine der „Sasa"-Arten, *Trachycarpus* eine in Japan einheimische Palmen-Art und *Phragmites* eine allbekannte Sumpfpflanze. Die Blätter dieser Arten sind in der amphistomatischen, dichten Stomataverteilung und in dem heterobarischen Interzellularraume mit einander übereinstimmend. Der Wassergehalt ist verhältnismäßig niedrig, bei *Pleioblastus* 55%, bei *Trachycarpus* 54.5% und bei *Phragmites* 62%. Die Transpirationskurve der drei Arten stieg bei der schwachen Öffnung der Spalten mit dem reziproken Werte der Infiltrationszeit ganz proportional an, aber eine weitere Zunahme der Transpiration konnte an *Pleioblastus* und *Trachycarpus* trotz der weiteren Öffnung über eine bestimmte Weite hinaus nicht mehr vorkommen (s. Abb. 11). Das T_k war bei jeder Art 0.015 und $rT_{g\,max}$ ca. 60%.

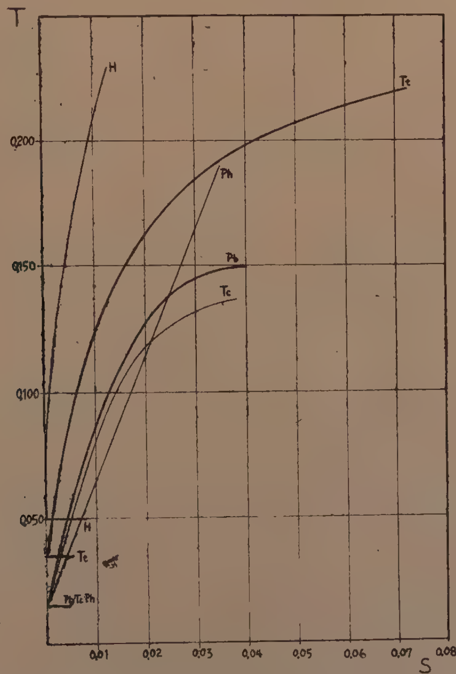


Abb. 11. S-T-Kurven von *Pleioblastus Simonii* (Pb), *Trachycarpus excelsus* (Tc), *Phragmites communis* (Ph), *Triticum sativum* var. *vulgare* (Tt) und *Hordeum sativvm* var. *hexastichon* (H). Vgl. Tab. 16.

22. *Triticum sativum* var. *vulgare* und 23. *Hordeum sativum* var. *hexastichon.* Im März 1941 versuchte ich mit diesen Getreidepflanzen. Sie transpirierten etwas stärker als die drei oben beschriebenen Arten. Die Spalten des Weizens können sich ziemlich weit öffnen, dagegen die der

Gerste nur schwach. Die Zunahme der Transpiration nahm mit der Öffnung der Spalten stetig ab, besonders ging die Transpirationskurve des Weizens in dem Bereich der maximalen Öffnung parallel zur Abszisse. Das T_k von *Triticum* und *Hordeum* war 0.035 bzw. 0.050. Das $rT_{g\,max}$ der beiden Arten war etwa 65%.

24. *Impatiens Balsamina*, 25. *Vicia Faba*, 26. *Erigeron canadensis* und 27. *Commelina communis*. Diese vier Kräuter zeigten mit einander ähnliche Transpirationskurven. Die kutikulare Transpiration dieser Arten war etwa 0.040, und die stomatäre Transpirationskurve stieg langsam mit den weit geöffneten Spalten. Die maximale relative Transpiration schwankte innerhalb von 80% (bei *Commelina*) und 91.5% (bei *Erigeron*).

28. *Jussieua repens* und 29. *Hydrocharis asiatica*. Diese Sumpf- und Wasserpflanzen transpirierten so stark, daß die Transpiration durch geöffnete Stomata fast gleich oder gleich mit der Evaporation der wassergetränkten Filtrierpapierscheibe war. Die kutikulare Transpiration geht

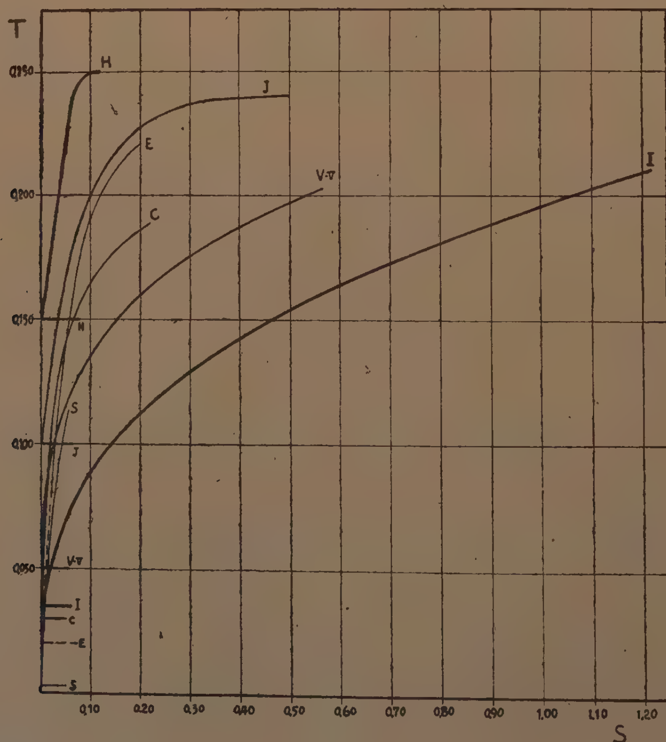


Abb. 12. S-T-Kurven von *Impatiens Balsamina* (I), *Vicia Faba* V-v am 3. Mai 1939), *Erigeron canadensis* (E), *Commelina communis* (C), *Jussieua repens* (J), *Hydrocharis asiatica* (H) und *Sedum alboreseum* (S). Vgl. Tab. 17.

auch sehr stark vor sich; bei *Jussieua* war sie 0.100 und bei *Hydrocharis* 0.150, deswegen sind diese Pflanzen stets, wenn die Stomata auch völlig geschlossen wären, gezwungen fast die gleiche Menge Wasser, die das harten Laub jetzt durch die maximal geöffneten Spalten transpirieren kann, durch ihre Oberhaut zu verlieren. Außerdem konnten die Spalten dieser Arten sich nicht völlig schließen, und so dürfte die Wasserabgabe im Vergleich zu den Xerophyten und sogar im Vergleich zu den hygromorphen Mesophyten sehr stark sein.

30. *Sedum alboreseum.* Die Spaltöffnung des sukkulenten Blattes von *Sedum* öffnete sich nur schwach und kurzfristig, und die wachstragende Außenwand der Epidermis läßt das Wasser sehr schwer durch, so daß das $rT_{g\,max}$ in meinem Versuche nur 37% betragen konnte.

B. Mikroskopische Versuche

1. *Sambucus Sieboldiana.* Am 15. Juni 1939 untersuchte ich über die Beziehung der Transpiration zur Spaltweite, welche mikroskopisch bestimmt wurde. Der Kurvenanstieg nahm auch in diesem Falle mit der Öffnung der Spalten stetig ab und die Kurve krümmt sich ziemlich stark

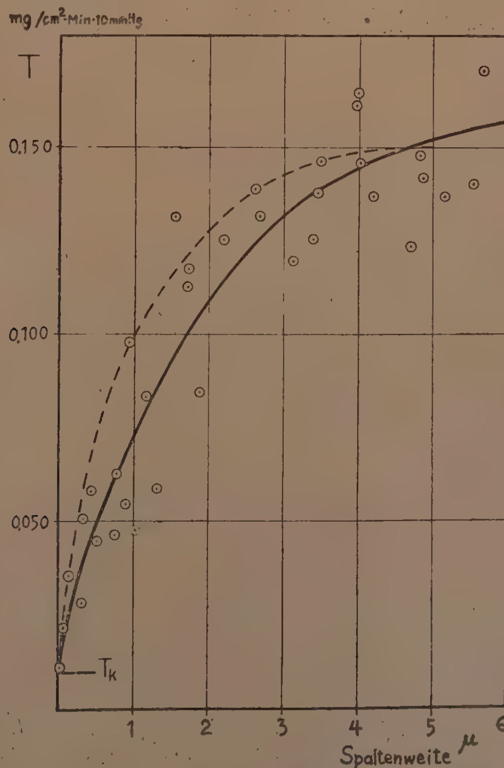


Abb. 13. Spaltweite-Transpirationskurve von *Sambucus Sieboldiana* (ausgezogene Kurve) und *Daphne odora* (gestrichelte Kurve).

nach der Abszisse (Abb. 13).

2. *Daphne odora.* An diesem Blatte wurde der mikroskopische Versuch am 20. Juni 1939 ausgeführt. Die Kurve verlief wie die von *Sambucus*, jedoch stieg sie etwas steiler als diese an. Die maximale Öffnungsweite war nur ca. 4μ, während die von *Sambucus* etwa 6μ erreichte.

Der Krümmungsgrad dieser zwei Kurven ist mit den von STÅLFELT festgestellten Spaltweite-Transpirationskurven von *Betula* (1932) und Hafer (1935) im großen und ganzen gleich.

Trotz meiner wiederholten Versuche können wir durch Mannigfaltigkeit der Versuchsobjekte keine Übereinstimmung des Kurvenverlaufs bei jeder Art ersehen. Die Transpirationskurve ist artspezifisch und doch jahreszeitlich verschieden. Bei einigen Versuchsarten, z.B. *Fatsia, Aphananthe, Phragmites,* nimmt die stomatäre Transpiration mit dem S streng proportional zu. Bei *Daphne, Evonymus, Ilex, Mirabilis* und *Jussieua* krümmt sich die Transpirationskurve mit dem Absinken der Transpirationszunahme bei weiterer stomatären Öffnung sehr stark nach der Abszisse, und verlief schließlich ungeachtet des Öffnens der Spalten fast parallel mit der Abszisse. Der Kurvenverlauf der anderen Arten befindet sich zwischen den beiden extremen Fällen.

(II) Theoretische Erörterung der Transpirationskurve

Vor der Erörterung über das Verhältnis zwischen der Transpiration und der Spaltweite muß ich erst die Beziehung der Infiltrationszeit zur Öffnungsweite berücksichtigen. Auf Grund eines Modelversuches habe ich schon in der Abhandlung (1938b, S. 307) nach POISEUILLE eine Infiltrationsformel,

$$v = k''\frac{\alpha}{\eta}(r_l \cdot r_k)^2 t \cdot s,$$

angenommen, worin v die Menge der in der Zeit t infiltrierten Flüssigkeit, k″ eine Proportionalitätskonstante, r_l und r_k die Länge bzw. die Weite der Spalten, s die Spaltenzahl in einer einheitlichen Oberfläche, α und η die Oberflächenspannung und die Zähigkeit des Infiltrationsmittels bedeuten. Die Anwendbarkeit dieser Formel auf die Infiltration am lebenden Pflanzenblatt wurde bei *Impatiens* tatsächlich bestätigt. D.h. der reziproke Wert der Infiltrationszeit (S) verhält sich zum Quadrat des Produktes der Spaltweite und -länge. In dem Fall der pflanzlichen Spalten bleibt das r_l unabhängig von der Zunahme des r_k fast konstant, oder die Veränderung des r_l kann im Vergleich mit der des r_k fast vernachlässigt werden, daher nimmt die Öffnungsfläche der Spalten mit der Weite fast proportional zu (Tab. 18). So kann man oft auch das r_l als eine Konstante ansehen. Anderseits sind α, η und s in einem meiner Versuche beinahe konstant, so daß ich die Infiltrationsformel wie folgt verkürzen:

$$S = K(r_k)^2.$$

Diese Infiltrationsformeln werden nochmals durch einige folgende Tatsache gestützt: (1) Ich kann aus dem Versuchsergebnisse von

TAB. 18. Das Verhältnis der Länge und Öffnungsfläche zur Spaltweite bei *Betula* (nach STÅLFELT 1932), *Fouquieria* und *Verbena* (nach LLOYD 1908).

Betula			*Fouquieria*			*Verbena*		
Weite	Länge	Fläche	Weite	Länge	Fläche	Weite	Länge	Fläche
10.0	81.9	8.25	18.0	93.5	17.7	10.3	78.7	8.11
20.0	84.5	17.0	34.0	93.5	32.6	19.1	78.7	15.6
30.0	86.0	25.7	42.4	93.0	39.0	32.1	78.7	23.6
40.0	86.0	34.5	83.2	94.0	70.4	56.1	90.7	50.0
50.0	86.4	43.2	100	100	100	100	100	100
60.0	91.7	50.4	(10.2μ)	(17.1μ)	(141μ²)	(10.7μ)	(15.9μ)	(123μ²)
70.0	90.9	64.0						
80.0	92.9	74.7						
90.0	95.4	86.4						
100	100	100						
(10μ)	(26.4μ)	(206μ²)						

DIACHUM u. VALLEAU (1939) die Beziehung der Wasserinfiltrationszeit zur Spaltweite des Tabakblattes auf die gleichen Formel,

$$\text{Infiltrationszeit} = k(r_l \cdot r_k)^{-2.17} \text{ oder } K(r_k)^{-2.22},$$

bringen, d.h. der reziproke Wert der Infiltrationszeit ist proportional zum Quadrat der Spaltweite (2) Wenn das S zum r_k^2 oder $(r_k \cdot r_l)^2$ proportional ist, muß der Verdunstungsexponent der r_k-T_s-Kurve (n_{r_k}) doppelt so groß wie derselbe der S-T_s-Kurve (n_S). Dies wird tatsächilch mit dem Vergleich der Spaltweite-Transpirationskurve von *Sambucus* und *Daphne* (19. bzw. 20. Juni 1939—Abb. 13) und der Infiltrations-Transpirationskurve derselben Arten (15. bzw. 6. Juni 1939—Abb. 6–VI u. 8–VI) erklärt. Sowohl n_{r_k} als auch n_s sinkt bei beiden Arten mit der Erweiterung der Spalten in gewissem Grade ab, aber das Verhältnis der beiden Verdunstungsexponenten ist stets nicht so weit entfernt von 2 (s. Tab. 19).

Aus dem Obenbeschriebenen wäre zu schließen, daß die Infiltrationsflüssigkeit als ein nach dem POISEUILLEschen Gesetz fließender Strom ins Blatt infiltrieren kann, weswegen der reziproke Wert der Infiltrationszeit mit dem Quadrat der Öffnungsfläche der Spalten, oder der Weite, wenn die Länge der Spalten trotz ihres Öffnens konstant bleibt, sich genau parallel ändert.

Über die Beziehung der Transpiration zur Spaltweite herrscht heutzutage, wie schon in der Einleitung beschrieben, die Ansicht, daß die Transpiration mit Spaltweite bei der Öffnung mit kleiner Weite streng

TAB. 19. Der Exponent der Transpirationskurve von *Sambucus* und *Daphne* in Abb. 13 und Abb. 6-VI u. Abb. 8-VI.

T_S	*Sambucus* $2r_k$	n_{r_k}	S	n_S	n_{r_k}/n_S	*Daphne* $2r_k$	n_{r_k}	S	n_S	n_{r_k}/n_S
0.040	0.55		0.0007			0.25		0.012		
		0.798		0.406	1.97		0.677		0 348	1.95
0.055	0.82		0.0015			0.40		0.030		
		0.712		0.386	1.84		0.594		0.289	2.05
0.070	1.15		0.0028			0.60		0.069		
		0.691		0.311	2.22		0.519		0.259	2.00
0.085	1.52		0.0052			0.87		0.145		
		0.592		0.296	2.00		0.405		0.247	1.64
0.100	2.00		0.0090			1.30		0.280		
		0.490		0.275	1.78		0.380		0.230	1.65
0.120	2.90		0.0175			2.10		0.620		
		0.395		0.224	1.76		0.318		0.187	1.70
0.130	3.55		0.0250			2.70		0.950		
		0.286		0.158	1.82					
0.140	4.60		0.0400							

parallel zunimmt, aber die Zunahme der Transpiration mit der Erweiterung der Spalten stetig abnimmt, und bei der maximalen Öffnung die Transpiration nicht mehr mit der Spaltenöffnung keine Zunahme zeigt, oder die Spaltöffnung sich im Zustand der sog. „Überdimension" befindet (LOFTFIELD 1921, STÅLFELT 1932, GÄUMANN u. JAAG 1939a, b). Die von mir festgestellten Transpirationskurven zeigen in der Regel dieselbe Erscheinung. Aber die Bezeichnung „Überdimension" ist zu vag für die heutige Wissenschaft. Das Absinken der Transpirationszunahme bei einer bestimmten Spaltenerweiterung geht in zwei Weisen vor sich; die eine wird vom Absinken des Verdunstungsexponenten in der Formel $T_s = K(r_k)^n$, die andere von dem niedrigen Verdunstungsexponenten ohne Absinken verursacht. Im ersteren Fall können wir die Erscheinung der „echten" Überdimension sehen, weil die weitere Öffnung an den voll geöffneten Spalten schließlich keine Zunahme der Transpiration mehr hervorrufen kann. Aber im letzteren Fall nimmt die Transpiration mit dem Spaltenöffnen stetig zu, wenn die Transpirationszunahme auch nur gering ist; mit anderen Worten ist die stomatäre Regulierbarkeit von der Öffnungsweite unabhängig und die Überdimension im strengen Sinne kommt an maximal geöffneten Spalten nie vor. Der Verdunstungsexponent, welchen ich an den STÅLFELTs Spaltweite-Transpirationskurven von *Betula* (1932) und Hafer (1935) berechnete, ist beim fast völligen Spaltenschließen nahe 1. Er sinkt aber mit der Öffnung der Spalten stetig ab und fällt schließlich bis zu 0.154 (*Betula* 6–10μ) oder 0.205 (Hafer 6–9μ) (Tab. 20). An meinen Spaltweite-Transpirationskurven von *Sambucus* und *Daphne* (Abb. 13) sinkt der Verdunstungsexponent in der gleichen Weise mit der Öffnungsweitezunahme ab (vgl. Tab. 19). An den Infiltrations-Transpira-

tionskurven der meisten versuchten Arten und auch an dem Ergebnisse von LLOYD (1908) wird dasselbe Absinken des Verdunstungsexponenten bestimmt, so können wir sagen, daß sich die „echte Überdimension“ in der pflanzlichen Transpiration bei meisten Arten deutlich befindet, jedoch sehen wir ausnahmsweise auch die nach der Abszisse gekrümmten Kurven ohne Exponentenabsinken (z.B. bei *Mirabilis* $n_S=0.235$), den geradlinigen Verlauf (z.B. bei *Fatsia* $n_S=1$), oder die Kurve, deren n_{r_k} 1.48 war (bei *Peperomia* nach SHREVE 1914).

Aber die Ursache der Überdimension bleibt noch unklar. Einer von den rechten Wegen zur Aufklärung dieses Problems scheint mir die ausführliche Vergleichung der beobachteten Kurve zur physikalischen theoretischen Formel zu sein.

TAB. 20. Der Exponent der Spaltweite-Transpirationskurve von *Betula* und Hafer nach STÅLFELT 1932, 1935.

Spaltweite in μ	n_{r_k} von *Betula*	n_{r_k} von Hafer $T_k/E = 0{,}200$*	n_{r_k} von Hafer $T_k/E = 0{,}017$**
0.1 – 0.25	0.801	0.725	0.227
0.25– 0.5	0.497	0.492	0.227
0.5 – 1	0.453	0.464	0.227
1 – 2	0.349	0.384	0.205
2 – 4	0.279	0.325	0.203
4 – 6	0.210	0.277	0.203
6 – 9	....	0.205	0.183
6 –10	0.154	....	....

* ** STÅLFELT nahm in seiner Abhandlung den Wert von $T_k/E=0.017$ an, aber ich halte vielmehr den Wert von $T_k/E=0.200$ für richtig, weil die Getreidepflanzen weit stärker als die Bäume kutikulär zu transpirieren pflegen (vgl. S. 392).

Nach der STEFANs Formel für die Diffusion von kleiner Fläche,

$$v = 4kr \log \frac{P-p_0}{P-p_1},$$

ist die Evaporationsmenge (v) nicht proportional der verdunstenden Fläche, sondern proportional dem Radius (r). k bedeutet den Diffusionskoeffizienten, P den Luftdruck, p_0 die Dampfspannung in der umgebenden Atmosphäre und p_1 die konstante Maximaldampfspannung der Flüssigkeitsoberfläche. Wenn die stomatäre Transpiration nach dieser Formel vor sich gehen sollte, so müßte der Verdunstungsexponent für jeden Öffnungsradius der Spalten ($r=\sqrt{r_l r_k}$) stets 1 sein, und die Transpirationszunahme endlos. In der Flächenverdunstung muß der Verdunstungs-

exponent theoretisch durch Rückzug der Randfeldaktivität mit der Flächenzunahme etwas ansteigen, was ich an der Evaporation der Filtrierpapierscheibe bestätigt habe. Aber in der Tat kam an meisten Pflanzen das Absinken des Exponenten mit dem Öffnen der Spalten vor, und die Transpiration kann die Grenze nicht übertreten.

Nach BROWN u. ESCOMBE (1900) bestehen die Gleichungen,

$$D = \frac{k(p_2 - p_0)a}{l + \frac{r\pi}{2}} \quad \text{(in ruhiger Luft)},$$

$$D = \frac{k(p_2 - p_0)a}{l + \frac{r\pi}{4}} \quad \text{(in bewegter Luft)},$$

zwischen der durch eine Pore diffundierenden Wasserdampfmenge (D) und der Porenfläche ($a = \pi r_l r_k$), worin p_2 den Dampfdruck in der Atemhöhle, und l die Porentiefe bedeutet. k, p_0, r ist dasselbe in der STEFANs Formel. Diese Formeln bedeuten sowohl in ruhiger als auch in bewegter Luft die Flächenproportionalität ($n_r = 2$), wenn die Spaltweite klein ist, aber mit Zunahme der Öffnungsweite fällt n_r bis zu 1 ab, worin die Durchmesserproportionalität besteht. Die nach der Formel in ruhiger Luft berechnete Transpirationsmenge für *Sambucus* und *Daphne* ist an der schmäleren Öffnungsweite mit der beobachteten bis zu einem gewissen Grade übereinstimmend (vgl. Tab. 21 u. 22), aber an der maximalen Öffnungsweite ist die berechnete Menge 4- — 5-fach größer als die beobachtete, wie schon BROWN u. ESCOMBE (1900) selbst und LLOYD (1908) u.a. gezeigt. Der Verdunstungsexponent (nr_k) der beobachteten Kurve sinkt unter 0.5 ab, aber nach den Formeln müßte er nie unter 0.5 absinken.

RENNER (1910) berichtigte die Formel von BBOWN u. ESCOMBE betreffs der Dampfkuppe über die ganze Blattfläche ($A = \pi R^2$) in ruhiger Luft. Die RENNERsche Formel ist

$$Q = \frac{A \cdot k \cdot \rho \cdot 60}{\frac{R}{4} + \frac{l + \frac{r\pi}{2}}{sr^2\pi}} \quad \text{(in ruhiger Luft)},$$

worin ρ die Potentialdifferenz ($= p_2 - p_0$), s die Spaltenzahl auf einer einheitlichen Blattfläche ist. Die anderen Bezeichnungen sind schon angegeben. Die von RENNER berechneten Werte fielen fast im ganzen nahe seinen beobachteten, aber es scheint mir noch erforderlich zu sein, daß wir noch einmal kontinuierlich über den ganzen Änderungsbereich der Spaltweite die beiden Werte vergleichen, um die Gültigkeit der Formel

TAB. 21. Die nach der Formel von BROWN u. ESCOMBE und von RENNER berechnete Transpirationsmenge am *Sambucus*-Blatte.

Vgl. Abb. 13.

$A=\pi R^2=18.0$ cm²; $R=2.39$ cm. $s=11800/\text{cm}^2$. $r_1=10.8\mu$, $l=15.5\mu$. $t=30°$, $t'=23°$C. $d=16.06$ mmHg. $\rho=1.53\times10\times^2$ mg/cm³. $k=0.283$.

r_k μ	$r_k r_l$ μ^2	r μ	$q_{\text{Brown-Escombe}}$	q_{Renner}	$q_{\text{beobachtet}}$
0.1	3.39	1.04	0.038	0.033	0.020
0.2	6.78	1.47	0.073	0.058	0.034
0.3	10.2	1.80	0.105	0.077	0.043
0.5	17.0	2.32	0.170	0.104	0.064
0.7	23.8	2.75	0.230	0.124	0.080
1.0	33.9	3.29	0.314	0.145	0.100
1.5	50.9	4.03	0.446	0.168	0.122
2.0	67.8	4.65	0.569	0.183	0.135
2.5	84.8	5.20	0.685	0.194	0.143
3.0	101.8	5.70	0.795	0.202	0.147

TAB. 22. Die nach der Formel von BROWN u. ESCOMBE und von RENNER berechnete Transpirationsmenge am *Daphne*-Batte.

Vgl. Abb. 13.

$A=\pi R^2=10.4$ cm²; $R=1.82$ cm. $s=13200/\text{cm}^2$. $r_1=8.65\mu$, $l=22.6\mu$. $t=29°$, $t'=22°$. $d=15.38$ mmHg. $\rho=1.48\times10^{-2}$ mg/cm³. $k=0.281$.

r_k μ	$r_k r_l$ μ^2	r μ	$q_{\text{Brown-Escombe}}$	q_{Renner}	$q_{\text{beobachtet}}$
0.1	2.72	0.93	0.024	0.023	0.030
0.2	5.43	1.32	0.047	0.042	0.055
0.3	8.16	1.61	0.070	0.058	0.070
0.5	13.9	2.08	0.115	0.097	0.090
0.7	19.0	2.46	0.154	0.108	0.103
1.0	27.2	2.94	0.215	0.134	0.118
1.5	40.8	3.60	0.310	0.166	0.133
2.0	54.3	4.16	0.400	0.189	0.139
2.5	67.9	4.65	0.487	0.204	0.140

zu bestätigen, weil seine Versuche nur an einigen Spaltweiten fragmentarisch ausgeführt wurden. Die genauen Versuchsdaten von STÅLFELT (1932, 1935) eignen sich leider nicht zur Berechnung, da die Spalttiefe in den Abhandlungen nicht beschrieben wurde. Meine Versuchsdaten für *Sambucus* und *Daphne* zeigten eine gewisse Übereinstimmung der berechneten[1)] und der beobachteten Werte (vgl. Tab. 21 u. 22).

1) Zur direkten Vergleichung der beiden Werte habe ich die Transpirationsmenge nach der folgenden Formel in mg/cm²·Min.·10mmHg berechnet;

$$q=\frac{A\cdot k\cdot\rho\cdot 60}{\dfrac{R}{4}+\dfrac{1+\dfrac{r\pi}{2}}{sr^2\pi}}\times\frac{1}{A}\times\frac{10}{d}\times 1000 \text{ (in ruhiger Luft),}$$

worin d (mmHg) das Sättigungsdefizit der umgebenden Luft ist.

Aber mit noch genauerer Vergleichung können wir die Abweichung der beiden Werte voneinander erkennen. Die größte Abweichung ist der hohe berechnete Wert an den weit geöffneten Spalten. Zuerst müssen wir betrachten, ob die Dampfkuppen der voll geöffneten Spalten sich einander nicht stören, oder ob der Abstand der Spaltöffnungen für die Dampfkuppen groß genug ist. Wenn die Spalten sich regelmäßig auf der Blattoberfläche verteilen, wird ihr Abstand nach ihrer Zahl sehr leicht berechnet. D. h. bei *Sambucus* 92μ und bei *Daphne* 87μ. Diese Werte sind nicht so weit entfernt von dem Durchschnittsabstande. Einerseits betrug die Weite der maximalen geöffneten Spalten von *Sambucus* 6μ und dieselbe von *Daphne* 5μ. So war der maximale Öffnungsradius 5.70μ (*Sambucus*) bzw. 4.65μ (*Daphne*), oder nach der Formel von SEYBOLD (1929b) $r_{Sambucus} = \frac{3.0+10.8}{2} = 6.9\mu$; $r_{Daphne} = \frac{2.5+8.65}{2} = 5.6\mu$. Infolgedessen ist der Spaltenabstand bei *Sambucus* 8.1– (oder 6.7–) mal, und bei *Daphne* 9.5– (oder 7.8–) mal so lang wie der maximale Öffnungsdurchmesser. Da, wenn die Spalten nach BROWN u. ESCOMBE (1900) den zehnfachen Abstand des Durchmessers haben, oder nach SIERP u. SEYBOLD (1927) nur den fünffachen, die Verdunstung der Spalten auf einander keinen Einfluß hat, so könnte die gegenseitige Störung der Spalten bei der in Rede stehenden Transpiration fast vernachlässigt werden. Das Absinken der gestellten Transpirationskurve kann bei *Sambucus* und *Daphne* seine Ursache in der gegensentigen Störung nicht haben.

Der zu hohe berechnete Wert wird wahrscheinlich durch die Annahme verursacht, daß die Luft in der Atemhöhle mit Wasserdampf gesättigt sei. Nach THUT (1938, 1939) ist die Feuchtigkeit in der Atemhöhle tatsächlich nicht stets gesättigt, sondern sie sinkt je nach der Blattart und dem Zustand bisweilen ziemlich tief ab. Komme die Abweichung bei der maximalen Spaltenöffnung durch die Dampfdruckerniedrigung in der Atemhöhle allein vor, so muß die relative Feuchtigkeit in der Atemhöhle von *Sambucus* 86% und von *Daphne* 84% sein. Sollte die kutikulare Transpiration dabei durch höhere Stomatatranspiration völlig herabgesetzt werden, so muß die Feuchtigkeit in der Atemhöhle an *Sambucus* 88% und an *Daphne* 86% sein. Diese Werte können wir nach den Versuchsdaten von THUT erwarten.

Die beobachtete Transpiration von *Daphne* ist beim fast völligen Spaltenschließen höher als die berechnete, oder sie ist mit der nach BROWN-ESCOMBE berechneten besser als die von RENNER übereinstimmend. Dies deutet an, daß der Dampfkuppenfaktor für die ganze Blattfläche unabhängig von der Spaltweite nicht konstant $(=\frac{R}{4})$ bleibt, sondern mit dem Schließen der Spalten etwas kleiner wird. Das Verhältnis der

beobachteten zur berechneten Transpirationsmenge ist an *Sambucus* bei der schmalen Öffnung kleiner als bei der weiteren. Dieser Widerspruch wird mit der Dampfdruckerniedrigung in der Atemhöhle nicht beseitigt, weil der Dampfdruck in den Atemhöhlen bei der schmalen Öffnung höher als bei der weiteren sein muß. Wahrscheinlich ist es, daß beim Öffnen der Spalten noch die schwache Zunahme von r_1 vorkommt (vgl. Tab. 18).

Die meisten Infiltrations-Transpirationskurven verliefen gleichweise wie die eben erörterte Spaltweite-Transpirationskurve, aber bisweilen können wir, wie schon erwähnt, einen anderen Kurvenverlauf finden. An den Blättern von *Fatsia, Aphananthe* und *Phragmites* stieg die Transpiration meistens mit der Spaltenöffnung ohne Absinken beim höheren Wert geradlinig an. Dies bedeutet, daß die Transpiration als eine Strömung durch die Stomata vor sich gehen kann, weil dieselbe mit der Strömung der Infiltrationsflüssigkeit ganz parallel geht. Die gleiche Erscheinung können wir in den Versuchen von TRELEASE u. LIVINGSTON (1916) mit *Zebrina pendula* (homobarisch) finden. Die Beziehung von I_H zu I_P kann ich mit den folgenden Formeln zeigen,

$$\text{für 3–8 Uhr: } I_H = 75 + 0.00151\ (I_P)^{2.11},$$
$$\text{,, 12–19 ,,: } I_H = 45 + 0.00085\ (I_P)^{2.25},$$

worin

$$I_H = \frac{\text{Die Zeit, in der sich die Farbe des Kobaltpapiers auf den Blatt ändert}}{\text{Die Zeit, ,, ,, ,, ,, ,, ,, ,, auf der Evaporationsfläche ,,}}$$

und $I_P = \dfrac{1}{\sqrt{\text{Porometerzeit}}}$. Die Punkte für 9–11 Uhr weichen von diesen Kurven etwas tiefer ab. Diese Abweichung und die Verschiedenheit der beiden Formeln wären aus dem durch Austrocknung u.a. verursachten, schwertranspirierenden Blattzustand erklärbar. Der Exponent ist aber in beiden Formeln etwa 2, d.h. die Transpiration geht in Bezug auf die Porenweite in gleicher Weise mit der Luftströmung bei der Porometrie.

Die Erörterung der pflanzlichen Transpiration nach dem POISEUILLE-schen Gesetze wurde im Jahre 1939 von GÄUMANN u. JAAG veröffentlicht. Als Grund dieser Ansicht nahmen sie den „Überdruck" in der Atemhöhle an. Das Vorhandensein des Überdruckes ist aus der inneren Guttation der Blätter zu vermuten, die schon im Jahre 1897 von STAHL am *Trifolium*-Blatt beobachtet wurde (vgl. auch STAHL 1920). Dieselbe Erscheinung konnte ich auch an *Fatsia* und *Daphne* erkennen. Am warmfeuchten frühen Morgen können wir im Freien zahlreiche dunkelgrüne Injektionsflecke am *Fatsia*-Blatt finden, und auch am *Daphne*-Blatt, das an dem nach dem Abschneiden ohne Transpirationshemmung von unten mit Wasser versorgten Sproß haftet. Dieser Injektionsdruck könnte wohl an der Entstehung des Überdruckes als eine der wichtigsten Ursachen teilnehmen.

Eine andere Ursache ist die Konvektion. Weht starker Wind, so

kann die Massenströmung mit der Deformation des Blattes und dem Aussaugen der äußeren Luft durch die Stomata stattfinden (WIESNER 1887). In „ruhiger“ Luft kommt Autokonvektion oder Massenaustausch neben der statischen Diffusion stets mit der Temperaturdifferenz, die durch Atmung der Blattzellen und durch Einstrahlung des Lichtes und der Wärme hervorgerufen wird, ober sogar mit der Dampfdruckdifferenz vor (RENNER 1915b, KORIBA 1937, 1938, 1939).

Auf Grund dieser Tatsachen kann man die Möglichkeit nicht völlig verneinen, daß die Transpiration bisweilen als eine auf dem POISEUILLEschen Gesetze erfolgten Massenströmung durch Spaltöffnung vor sich geht, jedoch fehlt heutzutage noch die einwandfreie Unterstützung.

Der Begriff „Transpirationswiderstand“ entwickelte sich anderseits nach dem OHMschen Gesetz für die elektrische Strömung mit den Arbeiten von SEYBOLD (1930b, 1934), SEYBOLD u. FÜSSER (1931), BACHMANN (1932), FÜSSER (1933), WELTEN (1933), BREWIG (1933). In der Formel von SEYBOLD, BACHMANN, FÜSSER und BREWIG wurde keine quantitative Beziehung des Transpirationswiderstandes zur Öffnungsweite der Spalten gezeigt, daher will ich hier nur über die Formel von WELTEN (1933, S. 99) erörtern. Die WELTENs Formel ist für mannigfaltige Widerstände der Zellmembran und der Spalten sehr genau konstruiert. Betreffs der stomatären Transpiration allein kann sie wie folgt kurz zusammengefaßt werden,

$$W_s = \frac{W_1}{f} + W_2,$$

worin W_s der Gesamtspaltenwiderstand, W_1 die zum Öffnen der Spalten proportional verminderte Widerstandskomponente, W_2 die von der Spaltweiteveränderung unabhängige Komponente, f das verdunstende Porenfläche ist. Die stomatäre Transpiration (T_s) kann nach der Formel,

$$T_s = \frac{\rho}{W_s} = \frac{\rho \cdot f}{W_1 + W_2 f},$$

bezeichnet werden. Die Form der Formel stimmt mit der Verdunstungsformel von HUBER (1930, S. 856),

$$y = \frac{f}{1-(1-C)(1-f)} \quad \text{oder} \quad \frac{f}{C+(1-C)f},$$

sehr gut überein, worin y die relative Verdunstung und 1/C die Anfangssteigung der Kurve und zugleich die Leistung der ungestörten Pore bedeutet.

Wenn diese Formel für die pflanzliche Transpiration gültig ist, so muß $1/T_s$ mit $1/r_k$ geradlinig zunehmen. Mit den oben beschriebenen Daten von *Sambucus* und *Daphne* können wir in der Tat eine fast geradlinige Beziehung bestätigen. Die Gleichung ist

bei *Sambucus*: $T_s = \dfrac{r_k}{0.545 + 4.70 \times 10^3 r_k}$ (g/cm²·Min.·10 mm Hg),

bei *Daphne*: $T_s = \dfrac{r_k}{0.244 + 5.90 \times 10^3 r_k}$ („).

Die Versuchsdaten von STÅLFELT an *Betula* und Hafer zeigen auch eine fast geradlinige Beziehung der beiden reziproken Werte.

Über die Beziehung der Widerstandsformel zur RENNERschen Formel haben wir heute noch keine Erörterung, und es scheint mir angebracht, hier darüber zu erwähnen. Die RENNERsche Formel wird durch Umsetzung von r^2 mit $r_l r_k$ und r mit $\frac{r_l + r_k}{2}$[1]) wie folgt umgeschrieben,

$$Q = k \cdot \rho \cdot 60 \frac{r_k}{\dfrac{r_l \pi + 4l}{4 s \pi^2 R^2 r_l} + \left(\dfrac{s R r_l + 1}{4 s \pi R^2 r_l}\right) r_k}.$$

In einem Transpirationssystem ist das r_k die einzige Variable, weil die anderen Werte konstant oder fast konstant sind, so wird die Formel wie folgt verkürzt,

$$Q = \frac{p \cdot r_k}{W_1 + W_2 r_k},$$

worin $p = k \cdot \rho \cdot 60$, $W_1 = \dfrac{r_l \pi + 4l}{4 s \pi^2 R^2 r_l}$, $W_2 = \dfrac{s R r_l + 1}{4 s \pi R^2 r_l}$,

oder sie entspricht völlig der schon beschriebenen Widerstandsformel. Die Formel bezeichnet eine Kurve, deren Anfangssteigung mit $\frac{p \cdot r_k}{W_1}$ gezeigt wird, wenn die Spalten fast völlig geschlossen sind, und wie weit r_k auch zunehme, kann Q das $\frac{p}{W_2}$ nicht überschreitend zunehmen. Die Krümmung der Kurve ist schwach, wenn W_1/W_2 groß ist, dagegen scharf, wenn W_1/W_2 klein ist. Aber die Kurven von *Sambucus* und *Daphne* konnten diese Beziehung nicht erfüllen. Hierüber sind noch weitere gründliche Untersuchungen notwendig.

Die RENNERsche Formel erwähnt nicht die Wasserdurchlässigkeit der Membran der Mesophyllzellen oder den Nachschub des Wasserdampfes in die Atemhöhle. Die Atemhöhle ist wahrscheinlich, wie schon erörtert, nicht stets mit Wasserdampf gesättigt und daher kann der Dampfdruck in der Atemhöhle als „limiting factor" die pflanzliche Transpiration beeinflussen, oder die Transpirationsmenge kann durch die Durchlässigkeit

---

1) Wenn man r mit $\sqrt{r_l r_k}$ umsetzt, kann man auch von der RENNERschen Formel eine ähnliche Formel ableiten.

der Zellmembran oder den Wasserdampfnachschub der Mesophyllzellen bestimmt werden. D.h. ist nicht mehr mit p_2-p_0 bezeichnet, sondern $p_2W_i-p_0$, worin W_i die Wasserdurchlässigkeit der Membran der die Atemhöhle umgebenden Zellen ist. Infolgedessen wird das Maximum der relativen Transpiration noch durch eine andere Zahl, $\frac{p_2W_i-p_0}{p_2-p_0}$, begrenzt. Dies zeigte sich am 5. Juni 1939 in den Versuchsdaten mit einem *Fatsia*-Blatt. Das T_s nahm mit dem S bis zu S von 0.012 (T_s=0.100) geradlinig zu, aber keine Steigung des T_s kommt mit der weiteren S-Zunahme vor.

Die Beziehung der Transpiration zur Spaltweite können wir auch mit dem Gedanken von dem MITSCHERLICH-LUNDEGÅRDHschen „Relativitätsgesetze" (LUNDEGÅRDH 1930, S. 318) zusammenfassen. D.h. die Spaltweite ist ein limitierender Faktor bei der stomatären Transpiration. Die Gleichung,

$$T_s = T_{s\infty}(1-e^{-cr_k}),$$

muß zwischen den beiden Werten bestehen, oder die logarithmische Zahl von $(T_{s\infty}-T_s)$ muß mit der Zunahme von r_k geradlinig absteigen. Aber in der Tat kommt eine bedeutende Abweichung, besonders bei der kleineren Öffnung, sowohl an den STÅLFELTs Daten (1932, 1935) und an meinen vor. Daher scheint die Betrachtung auf Grund des Relativitätsgesetzes in diesem Versuche unmittelbar nicht gültig zu sein.

Physikalische Modellversuche sind schon viel früher ausgeführt worden, aber die Versuchsdaten sind für die Erklärung der stomatären Transpiration der Pflanzen fast erfolglos, weil das Versuchsmodell oder das multiperforate Septum im Vergleich zur pflanzlichen Spaltöffnung in der Zahl, Dimension und Gestalt ziemlich weit verschieden ist. Der sehr schwache Unterschied in der Größe und der Gestalt kann die Evaporation bei der Dimension der pflanzlichen Spalten sehr stark verändern. Der Schalenversuch oder der Pappenversuch muß für die Vergleichung der Transpirationsmengen von der ganzen Blattoberfläche sehr erfolgreich sein, aber er kann für die Erklärung der stomatären Regulation fast keinen physikalischen Grund geben. Der Verdunstungsexponent für die Flächenevaporation nimmt mit der Schmälerung der evaporierenden Fläche ab, während derselbe für die Spaltentranspiration mit dem Schließen der Spalten zunimmt. Die meisten multiperforaten Septen scheinen vielmehr von den Autoren zur Erklärung der Transpiration von verschiedenen Blattsystemen mit verschiedenen Spaltenzahlen und Größen gebaut zu sein, aber sie sind zur Erklärung der Transpiration eines Blattsystems mit einer bestimmten Spaltenzahl und verschiedenen Öffnungsweiten nicht verwendbar. Und die Größe der Pore ist für die Erörterung der pflanzlichen Transpiration „Überdimension", weil sie nur der Spaltengröße im Bereich der „Überdimension" entsprechen kann. Die Septen müssen

für diesen Zweck mit konstanter Porenzahl und stufenweiser Zunahme des Porendurchmessers durchbohrt werden, dessen Größenordnung 0.1–10μ sein muß. Wünschenswert ist statt der runden Pore die elliptische Pore mit konstanter langer Achse und variabler kleiner Achse. Aber es ist heutzutage sehr schwer oder fast unmöglich, dieses ideale Septum zu perforieren. Anderseits bleibt es noch unklar, ob die Mesophyllzellen in der Verstärkung der Transpiration keine positive Rolle spielen können (GÄUMANN u. JAAG 1939a, b, DIXON 1914, 1938, DIXON u. BORLEE 1940).

Auf Grund der Obenbeschriebenen müssen wir zur Aufklärung der stomatären Regulierbarkeit zuerst die Transpirationsgröße und die entsprechende Spaltweite am lebenden Blatte selbst quantitativ genau bestimmen, dann die Resultate nach der theoretische Verdunstungsformel, z.B. von RENNER, oder nach der Widerstandsformel erörtern. Dabei müssen wir auch die Folgenden berücksichtigen: (1) Die Luft in der Atemhöhle ist nicht stets mit Wasserdampf gesättigt, der innere Widerstand kann den Dampfdruck in den Atemhöhlen ziemlich erniedrigen. (2) Es ist nicht unmöglich, daß der Überdruck in der Atemhöhle vorhanden sein kann, wenn das Blatt durch Atmung oder Beleuchtung erwärmt wird. (3) Die Dampfkuppe könnte sich über die ganze Blattfläche bei der kleineren Transpiration nicht so genügend entwickeln, daß sie auf die Transpiration die Hemmungswirkung ausübe, und im Gegenteil, wenn die Spalten sich im kleinen Abstand sehr dicht befinden und sich sehr weit öffnen, so kann die gegenseitige Störung der Dampfkuppen auf den Spalten die Obergrenze der Transpiration bestimmen. (4) Die wirksame Länge und Tiefe der Spalten bleiben nicht konstant im Öffnen und Schließen. (5) Die Massenströmung durch Spalten mit Konvektion u.a. ist auch vermutlich, jedoch müssen wir darüber noch gründlich untersuchen.

(III) Oekologische Betrachtungen über die Transpiration von verschiedenen Pflanzenarten

Damit die Pflanzen im trockenen Standort gedeihen können, müssen sie ihren Wasserhaushalt entweder durch die herabgesetzte Wasserabgabe oder durch die mächtige Wasseraufnahme günstig erhalten. In der vorliegenden Arbeit will ich nur das erstere Problem behandeln.

Zur Herabsetzung der Wasserabgabe sind eine oder mehrere der vier folgenden Bedingungen unentbehrlich: 1) die kleine kutikulare Transpiration, 2) die kleine maximale Öffnung der Spalten, 3) die kurzdauernde Öffnung und 4) die schwere Durchlässigkeit der Membran der Mesophyllzellen. Über die zweite und dritte Bedingung müssen wir an den im Freien wachsenden Pflanzen unmittelbar untersuchen und können hier keine genügende Erörterung geben. Die kutikulare Transpiration, die maximale

Transpiration und die mit Spaltenöffnen hervorkommende Transpirationszunahme will ich im Folgenden an den versuchten Arten oekologisch kurz besprechen.

Der Unterschied zwischen der kutikularen Transpiration der sommergrünen mesomorphen Blättern (*Aphananthe, Kerria, Sambucus, Cornus, Mirabilis*) und derselben der immergrünen xeromorphen (*Pittosporum, Rhaphiolepis, Laurus, Daphne, Evonymus, Thea, Camellia, Ilex, Hedera, Torreya*) läßt sich erkennen, jedoch ist er nicht so deutlich, wie man nach der Dicke der kutikularen Schicht erwartet (vgl. KAMP 1930, SCHRATZ 1932). Die kutikulare Transpiration der ersteren Pflanzengruppe ist im allgemeinen über 0.010 ($mg/cm^2 \cdot Min. \cdot 10\ mmHg$), aber die der letzteren meistens unter 0.010. Das amphistomatische Blatt transpiriert kutikular stärker als das hypostomatische. Die xeromorphen amphistomatischen Blätter von *Trachycarpus* und *Pleioblastus* geben 0.015 Wasser durch Kutikula, die mesomorphen von *Triticum, Hordeum, Impatiens, Vicia* und *Commelina* 3- – 5-fach mehr als die hypostomatischen ab. *Hydrocharis* und *Jussieua* transpirieren kutikular 0.150 bzw. 0.100, d.h. diese Wasser- und Sumpfpflanzen verlieren ausschließlich durch Kutikula das Wasser fast in der gleichen Menge wie die xeromorphen hypostomatischen Blätter durch die maximal geöffneten Spalten. Aber die kutikulare Transpiration von *Phragmites* war nur 0.015, oder dieser Wert stimmte mit demselben der xeromorphen Blätter von *Trachycarpus* und *Pleioblastus* überein. Die xerophytischen Eigenschaften von *Phragmites* können wir auch an dem höheren osmotischen Druck (20.1 Atm.–am 16. Mai 1938 in der Tazima-Wiese, nach der WALTERschen kryoskopischen Messung) ansehen, die Pflanze verbreitet sich von dem sehr stark saueren Standort im Solfataren-Sumpf (pH 2.6 an dem Akanuma-Sumpf des Bandai-Vulkans) bis zum stark alkalinen Salzsumpf. Die wachstragende Oberhaut der Blattsukkulente von *Sedum alboreseum* ist sehr schwer wasserdurchlässig, d.h. $T_k=0.003$.

Die Gesamttranspiration wird im allgemeinen durch die Höhe der stomatären Transpiration bestimmt, weil die kutikulare Komponente, ausgenommen *Hydrocharis* und *Jussieua*, nur 0.002–0.040 ist. Aber die maximale stomatäre Transpiration können wir nur zufällig bestimmen, weil sich die stomatäre Öffnung unter den gegebenen Bedingungen sehr stark verändern kann. Deswegen ist das bestimmte $rT_{g\ max}$ (für die Evaporation des Blattevaporimeters) nicht stets allgemeingültig für dieselbe Art, jedoch können wir nach dem Werte auch oekologische Eigenschaften der Art vermuten. Das $rT_{g\ max}$ von *Fatsia* schwankte von 24% bis zu 81%, es war in der Regel ca. 60%. Das $rT_{g\ max}$ von *Pittosporum* und *Laurus* war 45% bzw. 60%. *Rhododendron, Hedera* und *Torreya* hatten ein etwas kleineres $rT_{g\ max}$ als die oben erwähnten Arten (*Rhododendron*: Sommerblatt 58%, Winterblatt 26%; *Hedera* 43%; *Torreya* 33%), während die

sommergrünen Arten, *Kerria* und *Sambucus* ein etwas höheres, 74% bzw. 64–95% hatten. Das $rT_{g\,max}$ von immergrünen Blättern von *Daphne* und *Evonymus* war 48–75% bzw. 39–79%. Das Blatt von *Mirabilis* zeigte ein 67–79%ig. $rT_{g\,max}$.

Die relative Transpiration des amphistomatischen *Pleioblastus*- und *Trachycarpus*-Blattes betrug mit voll geöffneten Spalten 61–63%. Bemerkenswert ist das verhältnismäßig niedrigere $rT_{g\,max}$ der Getreidepflanzen, *Triticum* und *Hordeum* (65%), und der Sumpfpflanze, *Phragmites* (61%), es war fast gleich mit demselben der xeromorphen Arten. Im Gegenteil transpirierten die mesophytischen Kräuter, *Impatiens*, (*Vicia*), *Erigeron* und *Commelina* noch weit stärker als die Getreidearten. Das $rT_{g\,max}$ von *Impatiens* war 88%, von *Erigeron* 92%, von *Commelina* 80%. Dieser Unterschied kommt wahrscheinlich mit dem Öffnungsvermögen der Spalten vor, weil das gemessene S_{max} von Getreidearten nur 0.072 (*Triticum*) bzw. 0.012 (*Hordeum*) war, dagegen dasselbe von *Impatiens* 1.20, von *Vicia* 1.92, von *Erigeron* 0.21 und von *Commelina* 0.22. Die Wasser- und Sumpfpflanze, *Hydrocharis* und *Jussieua* zeigte ein über 100%ig. $rT_{g\,max}$ mit S_{max} von 0.12 bzw. 0.47 (vgl. DIETRICH 1926, SEYBOLD 1929a); d.h. diese Pflanzen können die gleiche Menge Wasser, welches eine freie Wasserfläche evaporiert, mit höherer kutikularer Transpiration und mit höherer Stomataleistung abgeben. *Sedum* zeigte, wie schon von mehreren Autoren an einigen Sukkulenten beobachtet (vgl. SEYBOLD 1930a), trotz dem höheren Wassergehalt des Blattes (92%) nur ein 37%ig.$rT_{g\,max}$. Es ist durch die kleine maximale stomatäre Öffnung (S_{max}=0.054) und die schwere Durchlässigkeit der Oberhaut verursacht.

Aus dem Obenbeschriebenen können wir ersehen, daß die Pflanzen die Wasserabgabe mit niedriger kutikularer Transpiration und mit niedriger Stomataleistung herabsetzen können. Die niedrige Stomataleistung tritt entweder als die kleine maximale Öffnung der Spalten, oder als die schwere Wasserdurchlässigkeit der Mesophyllzellen, oder bisweilen als die beiden in die Erscheinung. Für das erstere können wir ein Beispiel am Blatte von *Pittosporum, Rhododendron, Triticum, Hordeum* und *Sedum*, und für das letztere im Winter am immergrünen Blatte von *Fatsia, Daphne, Evonymus* u.a. anführen. Daher müssen wir ohne weiteres bei der Erörterung über das Xerophytenproblem oder über das Dürreresistenzproblem nicht nur die osmotischen Eigenschaften, sondern auch die kutikulare Transpiration und die maximale stomatäre Transpiration, dazu auch die Beziehung der Transpiration zur Spaltweite berücksichtigen. Im Freien übt auch der Zeitfaktor in der Öffnung der Spalten eine regulatorische Wirkung auf die Transpiration aus, so muß man auch den Tagesverlauf der Spaltöffnungsbewegung zuerst feststellen. Auch die Zahl, Länge und Tiefe der Spalten scheinen bei der Stomataleistung eine wichtige Rolle zu spielen, aber die Beziehung der Transpiration zu diesen

Werten können wir heutzutage auf festem Standpunkt noch nicht erörtern, weil es an ausführlichen mikroskopischen Untersuchungen fehlt.

(A) Einsenkung der Spaltöffnung

Über die Hemmung der Transpiration durch die Einsenkung der Spalten hat RENNER schon im Jahre 1910 auf physikalischer Grundlage erörtert. Seine Arbeit enthält die theoretischen Berechnungen, ohne tatsächliche Messung am Pflanzenblatte. Ich will hier also diese Frage mit dem Versuchsergebnisse beim *Torreya*-Nadelblatte erörtern, an dessen Spalten, wie schon beschrieben (vgl. S. 15), die äußere Atemhöhle sehr gut entwickelt ist. Die Gesamttranspiration erreichte mit den maximal geöffneten Spalten ca. 0.150. Als die Transpiration eines hypostomatischen xeromorphen Blattes ist das $T_{g\,max}$ nicht so tief, aber wir müssen hier berücksichtigen, daß das *Torreya*-Blatt nur 0.8–1.1 cm^2 war, so daß die Randfeldaktivität sehr stark in die Erscheinung treten kann. So müssen wir nach der mit dem Blattevaporimeter bestimmten relativen Transpiration die Bedeutung der Einsenkung der Spalten beurteilen. Das $rT_{g\,max}$ betrug nur 33.1%, das S_{max} dagegen 0.183. Bei der gleichen stomatären Öffnung war die relative Transpiration der meisten Versuchspflanzen etwa 60–80%, d.h. die Einsenkung der Spalten konnte in ruhiger Luft die Transpiration beinahe bis zur Hälfte der normalen hemmen. Diese beobachtete Herabsetzung der Transpiration bestätigt die theoretische Berechnung von RENNER sehr gut.

(B) Licht- und Schattenblattranspiration

Daß die Lichtblätter auf die Einheit der Blattfläche immer stärker als die Schattenblätter transpirieren, wurde von mehreren Autoren, z.B. DIETRICH (1926), PISEK u. CARTELLIERI (1932a, b), unterstützt, aber bisweilen wurden auch entgegenegesetzte Resultate erhalten (vgl. SEYBOLD 1930a). Um zur Aufklärung dieses Widerspruches etwas beizutragen, habe ich am 8. Aug. 1940 (klares Wetter) über diese Frage mit dem Licht- und Schattenblatt eines im Freien gepflanzten *Fatsia*-Strauches untersucht. Das Lichtblatt entwickelte sich im direkten Sonnenlicht oder unter relativem Lichtgenuß von 1, aber das versuchte Schattenblatt innerhalb der Blattkrone unter relativem Lichtgenuß von 1/100–1/300 (Messung mit Photozelle). Die beiden Blätter sind im Aussehen und in der anatomischen Struktur von einander sehr verschieden (vgl. Tab. 23). Der Unterschied der Blattdicke der beiden ist hauptsächlich von der Palisadenschicht verursacht; die Schwammparenchymschicht ist an beiden Blättern von einander nicht so abweichend wie die Palisadenschicht, daher dürfte auch das Volum des Interzellularraumes, in den die Infiltrationsflüssigkeit hin-

eintritt, fast gleich sein. Bemerkenswert ist auch die Verschiedenheit der Spaltenzahl und des Wassergehaltes. Die Spaltenzahl ist am Lichtblatte mehr als doppelt soviel wie am Schattenblatt, der Wassergehalt des ersteren ist um 8% minder als der des letzteren. Die Länge und Tiefe der Spalten sind an den Blattexemplaren etwas verschieden, aber die Abweichung ist unbeträchtlich.

TAB. 23. Anatomische Verschiedenheiten der Blattstruktur des am 6. Aug. 1940 versuchten Licht- und Schattenblattes von *Fatsia*.

	Lichtblatt	Schattenblatt
Oberflächenentwicklung (dm^2/g)	0.274	0.525
Wassergehalt	66.8%	74.7%
Blattdicke	341 μ	203 μ
Kutikulare Schicht (Obers.)	6.7	3.8
Epidermis	12.2	14.0
Palisaden (Schichten)	150(3)	53.7(2.5)
Schwammparenchym	155	117
Epidermis	12.3	11.9
Kutikulare Schicht (Unters.)	4.8	2.6
Stomata		
Zahl/cm^2	25600	10700
Länge	13.7 μ	14.2 μ
Tiefe	15.2 μ	14.0 μ

Die stomatäre Transpiration nimmt sowohl am Lichtblatt als auch am Schattenblatt mit der Zunahme des reziproken Wertes der Infiltrationszeit ganz proportional zu. Das S_{max} betrug am Lichtblatt 0.070, am Schattenblatt 0.020, das $T_{g\,max}$ des ersteren 0.115 und dasselbe des letzteren 0.077. Die kutikulare Transpiration des Schattenblattes war, wie MITTMEYER (1931) beobachtete, trotz der dünnen kutikularen Schicht etwas kleiner als die des Lichtblattes (0.008:0.010). Diese T-S-Beziehung kann sich mit den unteren Gleichungen zeigen:

am Lichtblatt $T_g = 0.010 + 2.02 \cdot S$,

am Schattenblatt $T_g = 0.008 + 4.40 \cdot S$.

Dies bedeutet, daß das Schattenblatt mit dem gleichen S stärker als das Sonnenblatt transpirieren kann, aber sein Transpirationsmaximum erreichte durch schmälere maximale Öffnung der Spalten begrenzt einen niedrigeren Wert als dasselbe des Lichtblattes (vgl. PISEK u. CARTELLIERI 1939). Nach diesen eigentümlichen Verhältnissen zwischen dem Licht- und Schattenblatt mögen wir den Wechsel der Transpirationsgröße der beiden Blätter aufklären, welcher im Sonnenschein und Schatten nicht selten beobachtet wurde.

Nach der RENNERschen Formel muß, wie schon erörtert, die Transpirationskurve des zahlreichere kleinere Poren tragenden Lichtblattes

steiler als die des Schattenblattes ansteigen, aber in der Tat kommt das umgekehrte Verhältnis vor. Diese Erscheinung deutet uns auch an, daß noch andere Regulierungsfaktoren für die Transpiration, wahrscheinlich die Wasserdurchlässigkeit der Mesophyllzellen, vorhanden sein dürfen, was ich schon kurz erwähnte, und worüber ich etwas ausführlicher in dem folgenden Abschnitte erörtern werde.

VI. Innere Regulierung der Transpiration

Nach dem Obenbeschriebenen ist es leicht vermutlich, daß die pflanzliche Transpiration nicht nur durch die Öffnung der Spalten, sondern auch durch andere Faktoren, hauptsächlich den Wasserdampfnachschub in die Atemhöhle, reguliert werden muß. Diese Ansicht wurde schon von einer Anzahl von Autoren, LLOYD (1908a, b, 1911), KNIGHT (1917, 1922), BAKKE (1918), LOFTFIELD (1921), MONSI (1938c) u.a. veröffentlicht, und ist besonders von LIVINGSTON u. BROWN (1912) als „incipient drying", oder von MAXIMOV (1929) als „root regulation", neben der stomatären Regulation gestellt worden. THUT hat im Jahre 1939 experimentell gezeigt, daß die Feuchtigkeit in der Atemhöhle mit dem Zustand des Blattes (turgeszent oder gewelkt) und mit den Pflanzenarten ziemlich abweichen kann. In der letzten Zeit haben wir den Versuch von BOON-LONG (1941), daß die Transpiration durch Ansteigen des osmotischen Druckes des Blattinneren tatsächlich in gewissen Grade herabgesetzt wird. Diese Versuche haben die Transpirationsregulierung durch den Wasserzustand des Blattes unterstützt, aber RENNER (1915a), HUBER (1923) und STÅLFELT (1932) verneinten die regulatorische Wirkung von „incipient drying" auf die stomatäre Transpiration. Zur Aufklärung dieses Problems müssen wir die Abweichung der Transpiration mit Ausschlusse der stomatären Regulation erörtern; die Regulierung durch den durch Wasservorratsabnahme verursachten Spaltenschluß gehört vielmehr zu einem anderen physiologischen Problem, das man in der Spaltenregulation untersuchen muß, wenn sie auch gleiche oekologische Bedeutung haben.

Erstens bestimmte ich am sukkulenten Blatte von *Sedum arboreseum* ohne Epidermis die Transpirationssenkung mit Wassergehaltsabnahme, weil man die fast wesserimpermeable Epidermis von den beiden Blattoberflächen sehr leicht abziehen kann. Das Gewicht des Blattes ohne Epidermis verminderte sich exponential mit dem Zeitverlauf, wie schon FUKUDA (1935) mathematisch erörterte. Die Transpiration nahm beim höheren Wassergehalt steil, aber nach dem Absinken des Wassergehaltes langsam ab. Zur Vergleichung der Transpiration bei jedem Wassergehalt muß man die gemessene Transpirationsmenge betreffs der durch Trockenwerden verursachten Schrumpfung der Blattfläche korrigieren, die sich auch zum

Wassergehalt exponential verhält. Die gleiche Schrumpfung kommt auch am unverletzten Blatte vor, so können die Pflanzen ihre Transpiration mit der Wassergehaltsabnahme durch diesen Weg ein wenig herabsetzen (Tab. 24). Nach dieser Korrigierung verhielt sich die Transpiration ohne Epidermis (T) fast geradlinig zum Wassergehalt des Blattes, und die exponierte Transpirationsmenge beim 100%igen Wassergehalte (T_0) erreichte dieselbe Größe der Evaporation von dem wassergetränkten Filtrierpapier. Daher besteht eine Gleichung

$$T = T_0 \times \text{Wassergehalt} = T_0 \frac{w}{w+m}, \quad \text{oder} \quad \frac{T}{T_0} = \frac{w}{w+m},$$

worin w die Wassermenge, m die Menge der Trockensubstanz ist, so daß w+m das Frischgewicht ist. Diese Gleichung ist der RAOULTschen Formel für den Dampfdruck der Lösung ähnlich, jedoch bleibt noch die Bedeutung der Übereinstimmung der beiden Formeln unerfaßbar.

TAB. 24. Schrumpfung der Blattfläche durch die Wassergehaltsabnahme.

Sedum unverletzt		*Sedum* ohne Epidermis		*Vicia*		*Fatsia*		*Rhaphiolepis*	
Wasser-gehalt	Fläche	Wasser-gehalt	Fläche	Wasser-gehalt	Fläche	Wasser-gehalt	Fläche	Wasser-gehalt	Fläche
95.4	100	93.1	100	84.6	100	68.1	100	57.5	100
94.9	96.5	92.5	92.2	84.0	98.2	66.7	98.7	52.6	99.7
94.4	89.6	91.2	82.5	83.1	97.2	63.4	97.3	48.1	99.5
92.8	85.1	86.1	60.9	80.5	93.4	61.0	96.9	45.1	98.6
87.8	77.1	81.0	52.5	76.9	88.4	53.7	95.1	38.1	97.6

TAB. 25. Transpirationsabsinken des *Fatsia*-Blattes durch Wasserzufuhrabsperren. Am 27. Dez. 1939. Lufttemp. =20.4°C–24.5°C, Sättigungsdefizit=12.5–16.7 mmHg. (Vgl. den Text.)

	Uhr	T_s	S	S′*	$\frac{T_s - S'}{T_s}$
(1)	9.35	0.0123	0.0027	0.0086	+0.296
(2)	45	97	17	54	+0.447
(3)	55	221	76	242	−0.093
(4)	10.05	386	104	332	+0.140
(5)	15	1257	286	914	+0.273
	20	Absperren der Wasserzufuhr			
(6)	25	753	166	530	+0.295
(7)	30	664	231	738	−0.110
(8)	40	245	102	326	−0.330
(9)	50	240	92	294	−0.223
(10)	11.00	128	52	166	−0.297
(11)	15	224	117	374	−0.598
(12)	25	176	144	460	−1.613

* $S' = S \times \frac{\Sigma T_s}{\Sigma S}$

Da aber dieser Versuch ohne weiteres unnatürlich ist, so habe ich mit dem *Fatsia*-Blatte unter Wasserzufuhrregulierung versucht. Der Wassergehalt des Blattes nimmt nach 10 Minuten der Abdichtung der wasseraufnehmenden Schnittfläche des Blattstiels um 1% oder mehr ab (vgl. MONSI 1938c). Wenn die Transpiration mit dem Absinken des Wassergehaltes abnimmt, so muß sie sich nach dem Absperren der Wasserzufuhr etwas vermindern. Der Versuch am 27. Dez. 1938 zeigte mir sehr deutlich dieses Verhältnis (s. Tab. 25). Um die Transpirationsmenge mit der entsprechenden Spaltweite unmittelbar zu vergleichen, korrigierte ich den stomatären Öffnungsgrad mit $\frac{\sum T_s}{\sum S}$, d.h. $S' = S \times \frac{\sum T_s}{\sum S}$. Die Zahl von $\frac{T_s - S'}{T_s}$ zeigte sehr gut den durch Wassermangel verursachten Abweichungsgrad der Transpiration. Die Transpirationsmenge sank nach Absperren der Wasserzufuhr im Verhältnis zur Spaltweite sehr deutlich. Am 24. Jan. 1939 habe ich mit derselben Untersuchung das gleiche Ergebnis erhalten. Dieses Verhältnis wird mit der Transpirationsformel noch genauer gezeigt.

Am 27. Dez. 1938	(1)–(6)	wasserreich	$T_g = 0.005 + 4.27$ S,
	(7)–(12)	wasserarm	$T_g = 0.002 + 2.77$ S.
Am 24. Jan. 1939	(1)–(4)	wasserreich	$T_g = 0.007 + 1.26$ S.
	(4)–(8)	wasserarm	$T_g = 0.002 + 1.18$ S,
	(11)–(15)	wasserreich	$T_g = 0.005 + 1.38$ S.

D.h. die kutikulare Transpiration und die Proportionalitätskonstante nehmen mit der Wasserarmut ab, oder das Absinken des Wassergehaltes kann die Transpiration bis zu einem gewissen Grade herabsetzen. Die ähnliche Erscheinung können wir auch in dem schon erörterten Ergebnisse von LLOYD (1908) und TRELEASE u. LIVINGSTON (1916) sehen. In meinem Versuche mit dem *Trachycarpus*-Blatte kam ein Absinken der Transpiration auch gegen Mittag ohne Schließen der Spalten vor.

Aus diesen Ergebnissen mußten wir die Teilnahme der Wassergehaltsschwankung an der Regulierung der Transpiration anerkennen. Aber an dem Versuche mit *Evonymus*-Blatte konnte ich keine so deutliche Beziehung zwischen den beiden Werten finden. Der Wassergehalt wurde an jedem Versuchsblatt nach der Transpirations- und Infiltrationsbestimmung bestimmt (getrocknet in einem Tage bei 110°C). Die Spalten blieben im Sonnenlicht in der Feuchtkammer trotz dem sehr starken Absinken des Wassergehaltes offen. Der Wassergehalt der Versuchsblätter schwankte innerhalb 72.8%–47.5% (am 3. Mai 1940) oder 71.8%–41.6% (am 6. Mai), d.h. das gewelkte Blatt hatte ein Drittel Wasser bei der Turgeszenz verloren. Trotz diesem starken Wassergehaltsabsinken nahm die Transpiration nur wenig ab, jedoch kam die das Spaltenöffnen begleitende Transpi-

rationszunahme an dem wasserärmeren Blatte etwas früher als am wasserreicheren zu Ende (s. Abb. 9). Die gleiche Kurve habe ich auch am 17. Aug. 1940 mit *Sambucus*-Blatte gewonnen. Die meisten Transpirationskurven der versuchten Arten, z.B. *Pittosproum, Daphne, Triticum, Impatiens,* deren Blattwassergehalt nach der gleichen Methode bestimmt wurde, zeigten uns fast keine strenge Beziehung zwischen dem Wassergehalt und der Transpirationsmenge. An den Untersuchungen tritt die individuelle Verschiedenheit ziemlich stark in die Erscheinung, aber die Abweichung des Wassergehaltes ist zu stark, um die letztere von der ersteren völlig verhüllen zu vermögen. Hier müssen wir uns auch an die Ansicht von IWANOFF (1928) und MAXIMOV (1929) erinnern, daß die Transpiration durch die Zugspannung im Pflanzenkörper reguliert werden kann. An dem Versuche mit *Fatsia* konnte eine ziemlich starke Zugspannung durch Abdichtung der Schnittfläche bestehen. Aber fast keine Zugspannung konnte sich im Versuchsblatte von *Evonymus* u.a. entwickeln, weil das Blatt mit der freien Schnittfläche in die Feuchtkammer gelegt wurde. Die regulatorische Wirkung des höheren osmotischen Druckes konnte ich nicht so deutlich bestätigen, wie BOON-LONG (1941) an einigen Arten beobachtete. Der osmotische Wert des in die Feuchtkammer ins Sonnenlicht gelegten *Evonymus*-Blattes stieg von 17.5 Atm. bis zu 19.5 Atm. an, im Gegenteil nahm der Wassergehalt von 70.5% bis zu 57.7% ab. Der Dampfdruck der Lösung wird durch Zunahme der 1 mol. Lösungssubstanz oder durch die Erhöhung des osmotischen Druckes von 22.4 Atm. nur um 1.8% erniedrigt. Aber es ist wohl nicht unmöglich, daß die Erhöhung des osmotischen Druckes und die Abnahme des Wassergehaltes das Meniscus des Wassers in den intermizellaren Kapillaren der Zellmembran nach innen zurückziehen können. Dabei können sie die Transpiration auf dem gleichen Wege mit der Zugspannung bis zu einem gewissen Grade herabsetzen.

Die Abnahme des Wassergehaltes pflegt das Schließen der Spalten zu verursachen und kann daher in den meisten Fällen die Transpiration durch die stomatäre Wirkung sehr gut regulieren, und diese Erscheinung ist oekologisch sehr wichtig, weil die Herabsetzung der Transpiration durch die Wassergehaltsabnahme selbst im Vergleich mit der regulatorischen Wirkung der Spalten beinahe vernachlässigt sein kann. In der vorliegenden Arbeit kann ich jedoch über diese Aufgabe noch nicht weiteres erörtern.

VII. Jahresverlauf des Transpirationsvermögens

Wie schon gesagt, wird die Menge der Gesamttranspiration durch die kutikulare und wesentlich durch die stomatäre Transpiration bestimmt.

Die Menge der stomatären Transpiration wird hauptsächlich durch die stomatäre Öffnung und durch den inneren Widerstand gegen Wasserdampfnachschub bestimmt. Wenn das Blatt sich im leicht transpirierenden Zustande befindet, so zeigt sich die Anfangssteigung der Transpirationskurve steil und die Obergrenze hoch, aber wenn sich das Blatt im schwer transpirierenden Zustand befindet, so steigt die Transpirationskurve langsam und erreicht mit niedriger Transpiration die Obergrenze. In dem ersteren Fall ist das Transpirationsvermögen des Blattinneren groß, im letzteren dagegen klein.

Mit dem Sonnenblatt des immergrünen *Fatsia*-Strauches bestimmte ich das ganze Jahr hindurch die Infiltrations-Transpirationskurve. Dabei konnte ich die regelmäßige Veränderung von T_{max} und S_{max} finden. Das T_{max} zeigte im Mai, Okt.–Nov. und März–April drei Maxima, im Juni und Jan.–Feb. zwei Minima. Am S_{max} kamen zwei Maxima im Aug. und Feb., und ein Minimum im Dez. vor. Aus der Vergleichung dieser zwei Kurven ist es ersichtlich, daß die Transpiration im Juli–Aug. und noch ausgeprägter im Jan.–Feb. trotz der weiten Spaltenöffnung einen verhältnismäßig niedrigen Wert erreichen kann. Dieses Verhältnis können wir mit der Proportionalitätskonstante (M) in der Transpirationsformel oder mit der Tangente der Transpirationskurve noch genauer bezeichnen (vgl. Abb. 14). Die Jahreskurve von M beginnt im Mai mit höherem Wert, sie steigt aber sehr schnell ab, und im Juli und Aug. kommt ein Minimum vor, darauf folgt der flache maximale Bereich im Okt.–Dez. Im Jan. sinkt das M noch einmal und Ende des Monates auf das Minimum. Im März steigt es wieder. Dann vergilbt das Blatt und fällt (Mai–Juni). Vor dem Laubabfall (im März–Juni) zeigt das überwinterte ältere Blatt den sehr stark schwankenden Wert von M. Die gleiche Transpirationsschwankung können wir auch vor dem Laubabfall an den sommergrünen Arten, *Sambucus*, *Dioscorea* usw. finden. Die Verschiedenheit der Einzelheiten kommt im hohen Alter etwas deutlicher als im besten Alter zum Vorschein.

Die Proportionalitätskonstante M bedeutet ohne weiteres die Kraft des Wasserdampfnachschubes des Blattes oder das Transpirationsvermögen des Blattinneren, jedoch wird sie auch durch die Zahl, Größe und Tiefe der Spalten beeinflußt. Aber die Abweichung der letzteren kann das ganze Jahr hindurch nicht so deutlich und periodisch vorkommen, wie die jahreszeitliche Schwankung der Wasserdampfnachschubkraft. Infolgedessen kann man die Änderung der stomatären Komponente in M gegen die interzellulare Komponente vernachlässigen. Mit anderen Worten muß die jahreszeitliche Schwankung von M von der mit dem Alter verursachten Veränderung der Blattstruktur allein nicht herkommen. Auch in der jahreszeitlichen Veränderung der einzelnen Standortsbedingung hat sie nicht ihren Grund, weil die Kurve von M je ein Minimum im Sommer und im Winter hat. Nach der Tab. 26 können wir kein bestimmtes Ver-

TAB. 26. Die Temperatur, Luftfeuchtigkeit, Niederschlagsmenge [nach Rika-Nenpyô (Naturwissenschafter-Kalender) 1942, Tokyo] und der monatliche N-S-Quotient in Tokyo.

	Temp.			Rel. Feucht	Sättigungsdefizit*	Niederschlag		mN-S_1	mN-S_2	mN-S_3	mN-S_4
	Max.	Min.	Mittel				pro 30 Tage				
Jan.	8.3	–1.5	3.1	62	2.16	49	47.5	22.0	22.9	26.7	37.9
Feb.	8.8	–0.5	3.8	62	2.28	83	89	39.0	30.5	28.3	29.8
März	12.0	2.2	7.0	65	2.62	109	106	40.4	39.7	33.8	31.3
April	17.6	7.9	12.7	71	3.17	135	135	42.6	41.5	40.7	36.0
Mai	21.5	12.4	16.9	75	3.58	145	141	39.4	41.0	40.8	40.4
Juni	24.6	16.9	20.5	80	3.58	180	180	50.3	44.9	44.1	43.2
Juli	28.7	21.4	24.7	81	4.39	127	123	28.0	39.2	39.2	40.1
Aug.	30.0	22.5	25.8	80	4.93	170	165	33.5	30.8	37.3	37.8
Sept.	26.0	18.7	22.0	81	3.73	264	264	70.7	52.1	44.1	45.6
Okt.	20.6	12.5	16.2	79	2.87	212	205	71.5	71.1	58.6	50.9
Nov.	15.9	6.5	10.8	73	2.60	89	89	34.2	52.9	58.8	52.5
Dez.	10.7	0.9	5.4	67	2.21	54	52.5	23.8	29.0	43.2	50.1
Jahr	18.7	10.0	14.1	73	3.23	1616		41.3			

* Sättigungsdefizit=max. Dampfdruck f. mitt. Temp. $\times \frac{100-\text{rel. Feucht.}}{100}$

hältnis zwischen dem M und der mittleren Temperatur, Luftfeuchtigkeit oder Niederschlagsmenge finden. Aber es ist ohne weiteres erfaßlich, daß der Wasserhaushalt der Pflanzen nicht durch den einzelnen von diesen Faktoren, sondern durch die Zusammenwirkung von allen Faktoren bestimmt wird. Die im Freien wachsenden Pflanzen befinden sich zwischen zwei Wassersystemen; sie nehmen das Wasser vom Boden auf und geben es in die Luft als Wasserdampf ab. Das Bodenwasser wird hauptsächlich vom Niederschlag ersetzt, und das Austrocknungsvermögen der umgebenden Luft wird genau mit dem Sättigungsdefizit gezeigt. Daher sollte der Quotient $\frac{\text{Niederschlagsmenge}}{\text{Sättigungsdefizit}}$ bis zu einem gewissen Grade den Wasserfaktor des Standortes zeigen. Dieser Quotient stimmt mit dem N-S-Quotienten von MEYER (1926) überein, aber zur Aufklärung der in Rede stehenden Frage muß er monatlich bestimmt werden. Die gleichen Versuche finden wir auch im Schriftentum der Klima- und Bodenkunde (z.B. Regenfaktor von LANG 1920, indice d'aridité von MARTONNE 1926, P-E-ratio von THORNTHWEITE 1931), aber ich glaube, daß in diesen Bezeichnungen der MEYERsche N-S-Quotient theoretisch und praktisch einer der ausgezeichnetsten ist.

Der monatliche N-S-Quotient (=mN-S_1 in Tab. 26 u. Abb. 14) und das M schwanken mit einander ziemlich gut übereinstimmend, aber Minimum und Maximum von M kommen etwas später als dasselbe des N-S-Quotienten. Die innere Veränderung im Pflanzenkörper kann nicht so schnell den Schwankungen der umgebenden Bedingungen folgen und

so kommt dieser Verzug vor. In der Tat konnte ich in den meisten Fällen keine wesentliche Abweichung von M sowohl nach den langdauernden klaren Tagen als auch nach einigen Regentagen feststellen. Infolgedessen muß man das M zum mittleren N-S-Quotienten einiger vergangener Monate vergleichen. Nach diesem Versuche konnte ich feststellen, daß die Kurve des mittleren N-S-Quotienten des Monates und der zwei vergangenen Monate ($mN\text{-}S_3$ in Tab. 26 u. Abb. 14) mit der M-Kurve am besten übereinstimmt, ausgenommen die Entwicklungsperiode des Blattes im Mai und Juni.

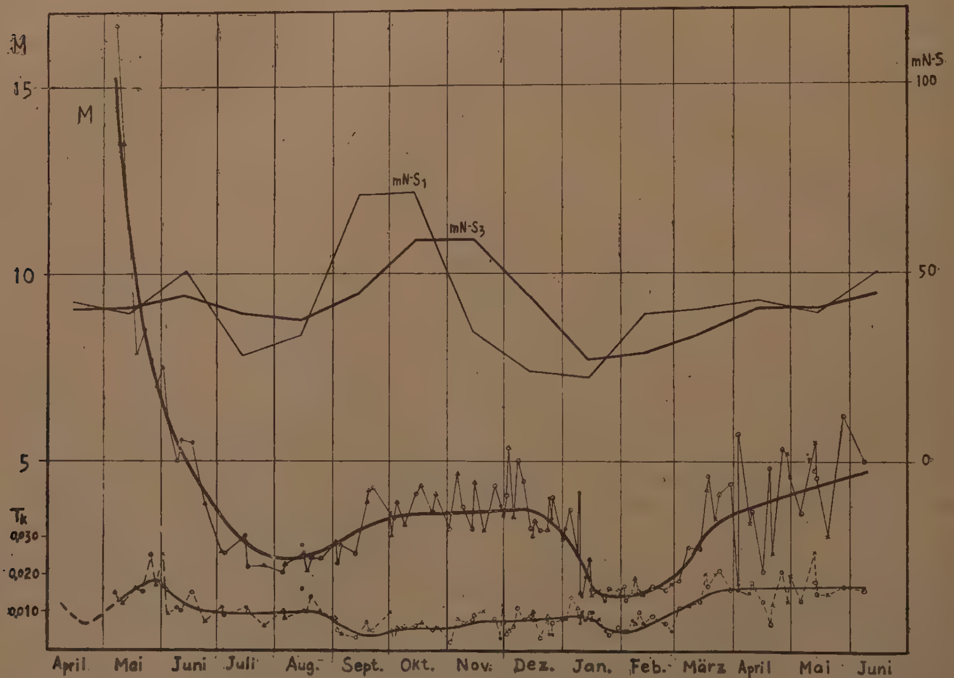


Abb. 14. Jahresverlauf von dem M und T_K des *Fatsia*-Blattes und derselbe des mN-S-Quotienten in Tokyo. Die M-Kurve wurde bezüglich der jahreszeitlichen Schwankung des Evaporationsvermomögens der umgebenden Luft korrigiert: Jan. ×0.93, Feb. ×0.93, März ×0.95, April ×0.95, Mai ×0.96, Juni ×1.03, Juli ×1.11, Aug. ×1.07, Sept. ×1.00, Okt. ×0.92, Nov. ×0.90, Dez. ×0.92. ● = April 1938—Juni 1939, × = April 1939—Juni 1940 ⊙ = April 1940—Juni 1941, △ = April 1941—Juni 1942. Vgl. den Text.

Über die physiologischen Ursachen der Schwankung des inneren Transpirationsvermögens müssen wir noch weitere Erörterungen geben. In diesem Problem kommt zuerst der Jahresverlauf des Wassergehaltes und des osmotischen Druckes in Sicht. Der Wassergehalt des *Fatsia*-Blattes ist Anfang Mai etwa 79% und sinkt allmählich mit dem Alter, er ist z.B. im Juni 74%, im Aug. 68%, im Okt. 66%, im Dez. 65%. Das

Minimum von 63% kommt im nächsten Februar vor, dann nimmt der Wassergehalt bis zum Blattabfall im Mai oder Juni schwach zu (im April 65%, Anfang Juni 69%). Aber die Veränderung des Wassergehaltes ist nur sehr langsam und hat nur ein Minimum im Feb., so konnte ich keinen der zwei Minima von M entsprechenden Abfall bestätigen. Der osmotische Wert des *Fatsia*-Blattes, der nach der kryoskopischen Methode WALTERS gemessen wurde (vgl. auch KINOSHITA 1935), nimmt mit der Entwicklung des Blattes schnell zu (von 9 Atm. im April bis zu 13 Atm. im Juni). Dann steigt er in den nächsten vier Monaten nur bis zu 16 Atm. an. Im November beginnt der osmotische Wert sich mit dem Eintreten der Kälte plötzlich zu erhöhen, und das Maximum (ca. 26 Atm.) kommt im Jan. und Feb. zutage. Darauf folgt der schnelle Abfall bis zu 14 Atm. (im Mai). Das Maximum des osmotischen Wertes fällt mit dem Minimum des Wassergehaltes, und auch mit demselben der Wasserdampfnachschubkraft zusammen, aber den hohen osmotischen Wert, der dem Sommer-Minimum von M entspricht, und den tiefen, der dem Herbst-Maximum von M entspricht, können wir nicht bestätigen. Wenn die Veränderung der Größe des Interzellularraumes auch die Infiltrationsgeschwindigkeit in gewissem Grade beeinflussen kann, sind der Interzellularraum des jungen Blattes und derselbe des älteren Blattes nicht so weit von einander verschieden, weil die mit dem Alter vorkommende Verdickung des Blattes nicht stark in der Schwammparenchymschicht, sondern hauptsächlich in der Palisadenschicht entsteht (Tab. 27). Dies zeigt sich auch klar mit der jahreszeitlichen Schwankung der Blattdicke oder Oberflächenentwicklung. Im Mai war die Oberflächenentwicklung von *Fatsia* 0.36, aber sie nimmt stets mit dem Altwerden bis zum Laubabfall langsam ab, und schließlich erreicht sie den Wert von ca. 0.19 oder weniger (minimal 0.15). Aber es gibt keinen besonders niedrigen Wert im Aug. oder Jan., der dem tiefen M entsprechen kann. Die Lufttemperatur im Versuche schwankte auch jahreszeitlich im Bereiche von etwa 20°–35°C, aber ich konnte keine Schwankung der Infiltrationszeit beobachten, welche in bestimmten Verhältnis mit derselben der Lufttemperatur steht.

Nach dem Obenbeschriebenen können wir anerkennen, daß die Absenkung der Wasserdampfnachschubkraft nicht nur durch die Wasserabnahme im Blattgewebe oder durch das Ansteigen des osmotischen Druckes, sondern vielmehr von der Herabsetzung der Wasserpermeabilität oder von der kolloidchemischen Veränderung der Mesophyllzellen verursacht wird, jedoch können die ersteren zwei inneren Ursachen die letzteren bis zu einem gewissen Grade bestimmen. Diese Tatsache scheint mir der „Abhärtung" des transpirierenden Gewebes, die GÄUMANN u. JAAG (1936 u. 1939) bei den Versuchen im Laboratorium auf die irreversible Herabsetzung der Transpiration von einigen Pflanzen anwendeten, zu entsprechen, daher möchte ich sie auch „innere Abhärtung" nennen, jedoch

Tab. 27. Anatomische Verschiedenheit des jungen und überwinterten alten Blattes von *Fatsia, Pittosporum, Daphne* und *Evonymus*.

	Fatsia		*Pittosporum* (20. Juni)		*Daphne* (29. April)		*Evonymus* (28. Juni)	
	Alt (9. Juni)	Jung (8. Mai)	Alt	Jung	Alt	Jung	Alt	Jung
Blattdicke	397μ	252μ	386μ	315μ	474μ	308μ	434μ	309μ
Kut.-Schicht	6.0	3.9	7.7	7.2	13.8	3.4	7.3	6.2
Epidermis	14.6	16.2	33.4	35.2	25.3	23.0	21.6	20.2
Palisaden	209	72	177	122	186	78	171	105
(Schichten)	(3.3)	(3.3)	—	—	(2)	(2)	—	—
Schwammparench.	151	144	147	130	221	178	210	156
Epidermis	10.5	11.9	15.9	16.3	16.5	21.4	18.0	16.9
Kut. Schicht	5.6	3.5	5.6	4.4	11.1	4.5	5.5	5.4
Wassergehalt	68.6	78.8	—	—	73	76	—	—
Oberflächenentwicklung	0.236	0.357	—	—	0.226	0.391	—	—
Stomata Länge	14.7	13.2	15.3	15.4	17.5	16.0	—	—
Tiefe	16.4	13.9	—	—	22.6	21.0	—	—
Zahl	25500	25500	31500	30900	13200	15700	—	—

verschwindet diese Abhärtung nach einer langen Zeitdauer mit günstigen Umweltsbedingungen (vgl. auch TUMANOW 1927). D.h. das *Fatsia*-Blatt erleidet im Hochsommer die „heiße innere Abhärtung" und im Mittwinter die „kalte innere Abhärtung"; diese Abhärtung wird hauptsächlich durch die Trockenheit des Standortes in den drei vergangenen Monaten (bei dem Klima von Tokyo) hervorgerufen. Das am kalten Wintermorgen stattfindende Gefrieren des Bodens und des Blattes selbst dürfte natürlich die kalte innere Abhärtung fördern. Die Arbeiten von SCARTH u. LEVITT (1937), BOON-LONG (1941) und ONODA (1942) zeigten uns den Anstieg der Durchlässigkeit und der Transpiration durch „hardning" oder „Erkältung", jedoch berichtete ONODA in derselben Arbeit auch das kurzfristige Absinken der Wasserpermeabilität, als er das *Begonia*-Blatt einige Minuten lang der Luft von ca. –10°C aussetzte. Aber es scheint mir sehr zweifelhaft, daß der erhöhte osmotische Druck der abgehärteten Zellen unmittelbar den Anstieg der Transpiration verursachen konnte.

Die kutikulare Transpiration des *Fatsia*-Blattes zeigt die gleichen jahreszeitlichen Schwankungen. Bemerkenswert ist aber die niedrigere kutikulare Transpiration des sehr jungen Blattes. Am jüngsten Blatte, das bald nach der Entfaltung der Knospe aufrecht steht, läßt sich die Transpiration nicht bemessen, weil die Blattspreite nach innen hart eingerollt ist. Die noch gewachsene, in horizontaler Lage sich ausdehnende Blattspreite zeigt eine ziemlich höhere kutikulare Transpiration von 0.0144×2, welche an der kahlen Oberseite mit der Vaselin verschmierten Unterseite bestimmt wurde. Die Blattunterseite ist mit dichten weißbraunen Haaren bedeckt. Die Blattspreite hängt nach weiterer Entwick-

lung vertikal, wobei das T_k bis zu 0.0064×2 abnimmt. Die noch weiter entwickelte Blattspreite kehrt in die horizontale Lage zurück, wobei das T_k-Minimum vorkommt, d.h. 0.0021×2. Aber das T_k steigt mit der weiteren Entwicklung noch einmal bis zu 0.0042×2 an. Die Stomata können noch in diesem Fall nicht funktionieren. Der Wassergehalt des jüngsten Blattes nimmt mit der Blattentwicklung zu: 76.2–76.2–78.8–80.2%. Im Mai des nächsten Jahres steigt das T_k der überwinterten Blattes ziemlich an (0.0095×2), es bleibt nach der schwachen oder völligen Vergilbung auf den gleichen Werten (0.0106×2–0.0101×2), trotzdem der Wassergehalt von 65.5% zu 70.4% zunimmt. Die Spalten des vergilbten Blattes können sich nicht mehr öffnen. Über diese höhere kutikulare Transpiration des älteren Blattes berichteten schon KÔKETSU (1926), KAMP (1930) und MITTMEYER (1931), und ich konnte sie auch an anderen Versuchsarten bestimmen: z.B. bei *Evonymus* am 5. Mai, jung 0.0027×2; alt (überwintert) 0.0057×2; bei *Daphne* am 24. April, jung 0.0027×2; alt (überwintert) 0.0061×2; bei *Sambucus*, jung (15. Juni) 0.010; alt (25. Nov.) 0.060. Diese jahreszeitlichen Schwankungen sind nicht allein vom Wassergehalt bedingt, weil die jahreszeitliche Kurve des Wassergehaltes keine strenge Beziehung zur kutikularen Transpiration zeigte. Eine der wichtigsten dieser Ursachen dürfte, wie an der Jahresschwankung des Transpirationsvermögens des Blattinneren erörtert, die Änderung der mizellaren und chemischen Beschaffenheit der kutikularen Schicht sein, die von der Entwicklung und dem Alter begleitet und von der Zusammenwirkung der Standortsfaktoren stark beeinflußt ist.

Die in jeder Jahreszeit wiederholten Versuche an *Pittosporum*, *Daphne*, *Evonymus*, *Rhododendron* und *Sambucus* zeigen uns auch im großen und ganzen die gleiche Schwankung des Transpirationsvermögens, wie es aus den schon bezeichneten Abbildungen und Tabellen ersichtlich ist. Aber an diesen Pflanzen kommen zwei Komponenten des Transpirationsvermögens, nämlich die Anfangssteigung und die Obergrenze, mit einander vor, und so können wir die jahreszeitliche Schwankung des Transpirationsvermögens selbst aus den Kurven nicht so leight wie am *Fatsia*-Blatte entnehmen. Die Transpirationskurve pflegt im Hochsommer und im Mittwinter im Verhältnis zu der im Frühsommer oder Herbst und auch im Frühling des nächsten Jahres tief und langsam zu verlaufen. Die Schwankung der kutikularen Transpiration ist ziemlich unregelmäßig, aber die Zunahme derselben beim älteren Blatte vor dem Laubabfall läßt sich, wie schon erwähnt, auch an *Daphne* und *Sambucus* bestätigen.

Aus diesen Versuchsergebnissen können wir zum Schluß gelangen, daß die Pflanzen die ungünstige trockene Periode im Hochsommer und im Mittwinter mit dem abgehärteten, schwer transpirierenden Blattzustand überstehen können, welcher sich an der niedrigeren kutikularen

Transpiration und an der sanften Anfangssteigung und tieferen Obergrenze der stomatären Transpiration zeigt. Die physiologische Ursache der Abhärtung bleibt noch heute nicht einwandfrei erklärt, aber es ist zweifellos, daß die durch die Trockenheit und Kälte oder Hitze hervorgerufenen physikalisch-chemischen Änderungen der Zellmembran und des Plasmas die wichtigste Rolle spielen.

VIII. Zusammenfassung

1. Die Klärung der Beziehung der Transpirationsmenge zur Spaltweite ist die Hauptabsicht in der vorliegenden Arbeit, dabei kommt das Problem über die Transpirationsregulierung durch den Wassergehalt und die Zugspannung im transpirierenden Körper und auch über die jahreszeitliche Schwankung des Transpirationsvermögens zur Sprache.

2. Die Transpiration wurde am frisch abgeschnittenen Blatte kurzfristig mit einer Torsionswaage gemessen. Bald nach der Messung wurde die Spaltenöffnung an demselben Blatte mit meiner quantitativen Infiltrationsmethode bestimmt. Als Einheit nahm ich die Transpirationsmenge in mg pro 1 cm^2-Blattfläche pro 1 Min. und 10 mmHg Sättigungsdefizit auf, und zeigte den Öffnungsgrad der Spalten mit dem reziproken Werte der korrigierten Infiltrationszeit. Bei *Sambucus* und *Daphne* habe ich auch die direkte mikroskopische Messung der Spaltweite ausgeführt. Als Versuchspflanzen bediente ich mich einer Anzahl von oekologisch-morphologisch verschiedenen Arten, *Fatsia japonica, Sambucus Sieboldiana, Evonymus japonica, Mirabilis Jalapa, Phragmites communis, Triticum sativum, Impatiens Balsamina, Jussieua repens, Hydrocharis asiatica, Sedum alboreseum* und noch zwanzig Arten.

3. Die Randfeldaktivität des Blattes der mittleren Größe konnte am amphistomatischen Blatte mit dem Verdunstungsexponenten von 1.7 (für den Durchmesser) und am hypostomatischen mit dem von 1.5 gezeigt werden.

4. Die Blattemperatur schwankte in diffusem Licht und in ruhiger Luft mit der Transpirationsgröße. Die Unterkühlung des *Fatsia*-Blattes betrug unter meinen Versuchsbedingungen mit der maximalen Öffnung nur etwa 0.7°C; dies entspricht höchstens einer 10%igen Verminderung der Dampfdruckdifferenz zwischen dem Blattinneren und der umgebenden Luft.

5. Der Tagesverlauf der Spaltöffnungsbewegung wurde an einigen Pflanzen ermittelt. Die Spalten öffnen sich am klaren Tag weiter als am trüben Tag, und bleiben am Schneetag fast geschlossen. Nachts schließen sich die Spalten der meisten Arten. An dem Lichtblatte und an dem überwinterten älteren Blatte öffnen sie sich weiter und länger als an dem

Schattenblatte bzw. an dem diesjährigen jungen Blatte. Betreffs der Spaltenbewegung ist kein wesentlicher Unterschied zwischen dem harten und dem zarten Blatte, oder zwischen der Oberseite und Unterseite der amphistomatischen Blätter vorhanden.

6. Die kutikulare Transpiration der meisten xeromorphen Blätter betrug höchstens 0.010 ($mg/cm^2 \cdot Min. \cdot 10\ mmHg$), die der mesomorphen im allgemeinen über 0.010, jedoch ist der Unterschied im Vergleich zur Beschaffenheit des Blattes sehr gering. Die kutikulare Transpiration der versuchten amphistomatischen Blätter ist höher als dieselbe der hypostomatischen, d.h. sie betrug meistens 0.030–0.050. *Hydrocharis* und *Jussieua* transpirierten kutikular 0.150 bzw. 0.100; *Phragmites* gab dagegen nur 0.015 oder die gleiche Menge von dem xeromorphen *Pleioblastus* und *Trachycarpus*-Blatte ab. Das wachstragende sukkulente Blatt von *Sedum* zeigte eine sehr geringe kutikulare Transpiration, d.h. 0.003.

7. Die stomatäre Transpiration nimmt mit dem Spaltenöffnen zu, doch im allgemeinen sinkt die Transpirationszunahme allmählich ab, d.h. die voll geöffneten Spalten spielen in der Transpirationsregulierung fast keine Rolle („Überdimension"). Aber in einigen Fällen, besonders am *Fatsia*-Blatte, besteht eine geradlinige Beziehung zwischen der stomatären Transpiration und dem reziproken Werte der Infiltrationszeit.

8. Die maximale relative Transpiration (für Evaporation des Blattevaporimeters) erreichte bei den meisten Versuchsarten 60–70%; bei *Hydrocharis* und *Jussieua* jedoch 100%, und bei *Sedum* und *Torreya* u.a. nur 30%. Zartlaubige Kräuter transpirieren etwas stärker als die hartlaubigen Bäume und Sträucher, d.h. ihre relative Transpiration betrug 80–90%.

9. Auf Grund der mikroskopischen Ergebnisse von *Daphne* und *Sambucus* erörterte ich die Formel von BROWN u. ESCOMBE (1900), und die von RENNER (1910). Die nach der RENNERschen Formel berechnete Transpirationsgröße stimmte in gewissem Grade mit der von mir beobachteten überein, wenn man die schwache Dampfdruckerniedrigung in den Atemhöhlen annimmt. Die nach der Formel von BROWN u. ESCOMBE berechnete war an den weit geöffneten Spalten 4–5-mal größer als die beobachtete, aber beide stimmten an den fast geschlossenen Spalten (die Weite unter 1μ) mit einander ziemlich gut überein.

10. Die RENNERsche Formel können wir mit einigen Annahmen als eine Widerstandsformel umschreiben, die prinzipiell mit der von WELTEN (1933) identisch ist.

11. Die RENNERsche theoretische Berechnung, daß die Einsenkung der Spalten die Transpiration in ruhiger Luft um 30–40% herabsetzen kann, wurde tatsächlich am *Torreya*-Blatte bestätigt, dessen äußere Atemhöhle am Mund 12.8μ, an der Basis 47.6μ und an der Tiefe 64.9μ ist.

12. Das Schattenblatt von *Fatsia* transpirierte bei der gleichen Spaltenöffnung stärker als das Lichtblatt. Da aber die maximale Öffnung des Schattenblattes derselben des Lichtblattes ziemlich weit nachsteht, so wird die maximale Transpiration der ersteren auf einen niedrigeren Wert gegen dieselbe des Lichtblattes limitiert.

13. Die Transpiration des *Sedum*-Blattes ohne die ganze Epidermis fiel parallel zum Wassergehalt ab. Nach dem Absperren der Wasserzufuhr transpirierte das Blatt von *Fatsia* mit derselben Spaltenöffnung schwächer als vor der Behandlung. Aber an den abgeschnittenen Blättern von *Evonymus, Daphne, Impatiens* u.a. können wir den Unterschied des Transpirationsvermögens zwischen dem frischen und gewelkten Blatte kaum oder bisweilen gar nicht erkennen. Dabei betrug das Absinken des Wassergehaltes des gewelkten Blattes nicht selten 30% oder mehr des frischen. Aus diesen Tatsachen ist zu vermuten, daß der Wassergehalt, der osmotische Druck oder die Zugspannung die Transpiration nur mittelbar durch die Wasserzustandsänderung der Zellmembran regulieren können.

14. Das Transpirationsvermögen des *Fatsia*-Blattes schwankt jahreszeitlich. Am jungen Blatte ist es ziemlich hoch, aber im darauffolgenden Hochsommer kommt es zum Minimum. Im Herbst kehrt es wieder zu einem höheren Werte zurück. Im Januar und Februar des nächsten Jahres fällt es noch einmal zum Minimum herab, dann steigt es allmählich bis zum Laubabfall im Mai oder Juni an. Die gleiche Schwankung konnte ich an der kutikularen Transpiration von *Fatsia* finden, aber in diesem Fall kam ein vorläufiges Absinken am jüngeren Blatte vor. Die kutikulare Transpiration steigt vor dem Laubabfall zu einem höheren Wert an. Die gleiche jahreszeitliche Schwankung des Transpirationsvermögens können wir auch an anderen Arten, *Pittosporum, Daphne, Evonymus* und auch *Sambucus* (sommergrün) bestätigen.

15. Die Jahreskurve des Transpirationsvermögens des *Fatsia*-Blattes stimmt sehr gut mit derselben der mittleren monatlichen N-S-Quotienten (Niederschlagsmenge/Sättigungsdefizit) des Monates und der zwei vergangenen Monate überein, ausgenommen während des Entwicklungsstadiums im Mai und Juni. Daher möchte ich, wie schon GÄUMANN u. JAAG (1936 u. 1939) die irreversible Herabsetzung der Transpiration mit „Abhärtung" bezeichneten, das Absinken des Transpirationsvermögens des Blattinneren im Hochsommer und im Mittwinter als die „innere Abhärtung" des Blattgewebes ansehen, die in der durch Trockenheit und Hitze oder Kälte der Umwelt verursachten physikalisch-chemischen Veränderung der Zellmembran und des Plasmas hauptsächlich ihre Ursache hat.

Herrn Prof. Dr. H. NAKANO schulde ich für seine freundliche Leitung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank.

BOTANISCHES INSTITUT, NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT, KAISERL. UNIVESITÄT ZU TOKYO

TAB. 8. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei den Lichtblättern von *Fatsia japonica*, $T_{g\ max}$=die maximale Gesamttranspiration in mg/cm²·Min. 10 mmHg; $rT_{g\ max}$=die relative maximale Gesamttranspiration in %; T_k=die kutikulare Transpiration in mg/cm²·Min.·10 mmHg. S_{max}= die maximale Spaltenöffnung in $\frac{1}{\text{Infiltrationszeit (Sek.)}}$. $\frac{w}{w+m}$= der Wassergehalt in % des Frischgewichtes. Obfe=die Oberflächenentwicklung in dm²/g.

A. Jugendperiode

		$T_{g\ max}$	$rT_{g\ max}$	T_k	S_{max}	$M=\frac{T_s}{S}$	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Mai	8. '41	0.122	55	0.015	0.006	16.67	78.8	0.36
	12. "	0.114	46	0.012	0.009	13.50	77.8	0.31
	19. "	0.155	67	0.016	0.019	7.85	75.8	0.30
	23. '40	0.089	46	0.015	0.017	8.50	—	0.27
	27. "	0.129	63	0.025	0.015	7.70	—	0.25
	30. '41	0.131	66	0.017	0.018	7.00	76.5	0.27
Juni	2. '39	0.175	—	0.025	0.019	7.50	—	0.34
	5. "	0.121	—	0.009	0.031	6.01	—	0.30
	10. '40	0.098	43	0.011	0.018	5.00	—	0.23
	12. "	0.107	56	0.010	0.020	5.55	—	0.24
	18. "	0.112	58	0.015	0.023	5.50	—	0.22
	25. '41	0.111	60	0.007	0.032	3.85	72.4	0.25

B. Sommerperiode

		$T_{g\ max}$	$rT_{g\ max}$	T_k	S_{max}	$M=\frac{T_s}{S}$	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Juli	4. '41	0.123	70	0.011	0.039	2.60	71.1	0.23
	5. '40	0.105	67	0.009	0.057	2.58	—	0.22
	17. "	0.090	48	0.011	0.029	3.03	—	0.27
	18. "	0.089	50	0.010	0.047	2.18	—	0.22
	27. '41	0.120	63	0.006	0.055	2.20	69.8	0.23
Aug.	6. '40	0.116	—	0.010	0.070	2.02	66.8	0.27
	7. '41	0.090	53	0.008	0.036	2.25	68.3	0.21
	14. '40*	0.126	58	0.016	0.041	2.76	67.4	0.25
	15. "	0.128	55	0.010	0.051	2.54	66.6	0.25
	17. '41	0.113	68	0.010	0.057	2.08	68.5	0.23
	19. '40	0.124	71	0.014	0.047	2.40	68.8	0.27
	26. '41	0.110	63	0.010	0.048	2.40	66.4	0.22
Sept.	3. '41	0.097	49	0.008	0.033	2.85	69.0	0.24
	4. '40	0.104	58	0.005	0.053	2.26	66.5	0.25
	6. '41	0.113	64	0.004	0.047	2.76	67.8	0.22
	14. '40	0.123	57	0.003	0.046	2.54	67.5	0.24

* Trübes Wetter.

C. Herbstperiode

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T^k	S_{max}	$M=\frac{T_s}{S}$	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Sept.	20. '41	0.143	68	0.007	0.037	3.90	65.9	0.23
	21. "	0.118	64	0.005	0.043	4.20	67.4	0.23
	23. '40	0.123	57	0.005	0.024	4.27	66.8	0.23
Okt.	2. '39	0.107	—	0.010	0.034	3.60	—	0.23
	3. '41	0.123	61	0.005	0.060	3.00	66.6	0.23
	4. '40	0.166	73	0.002	0.062	3.46	65.5	0.23
	6. '41	0.144	72	0.006	0.033	3.90	66.3	0.23
	10. "	0.108	51	0.006	0.034	3.30	65.1	0.22
	16. '40	0.145	63	0.006	0.032	4.10	65.8	0.20
	19. '41	0.130	57	0.007	0.026	4.33	67.0	0.22
	25. '40	0.182	81	0.005	0.043	3.62	64.8	0.21
	27. '41	0.129	64	0.006	0.033	4.10	68.7	0.21
Nov.	3. '40	0.138	61	0.002	0.056	3.16	65.3	0.21
	7. '41	0.124	59	0.008	0.033	4.65	65.6	0.21
	10. '40	0.131	56	0.007	0.042	3.75	—	0.19
	15. "	0.155	68	0.008	0.054	3.20	65.1	0.23
	16. '41	0.186	80	0.009	0.041	4.42	67.8	0.23
	21. '39	0.148	—	0.010	0.047	3.12	—	0.20
	27. '40	0.152	68	0.008	0.030	4.33	66.8	0.19
	30. '38	0.105	—	0.003	0.029	3.80	—	0.20
Dez.	1. '39	0.137	—	0.012	0.040	3.54	—	0.22
	3. '40	0.144	67	0.004	0.040	4.10	66.6	0.22
	4. '41	0.118	55	0.005	0.019	5.35	64.8	0.23
	7. "	0.136	70	0.006	0.040	3.50	66.0	0.22
	9. '40	0.097	40	0.011	0.020	5.00	66.2	0.21
	12. "	0.119	56	0.008	0.027	4.45	66.8	0.22
	16. "	0.056	24	0.009	0.014	3.20	65.0	0.21
	17. '41	0.073	35	0.010	0.025	3.00	64.6	0.21
	18. "	0.096	45	0.008	0.028	3.40	64.8	0.21
	21. '40	0.107	51	0.003	0.030	3.13	65.8	0.22
	25. '41	0.098	44	0.009	0.031	3.17	64.9	0.21
	26. '38	0.106	—	0.004	0.023	4.00	—	0.22
	27. "	0.130	—	0.004	0.029	3.47	—	0.23
	27. '40	0.110	51	0.007	0.020	4.00	65.5	0.20
Jan.	1. '41	0.080	39	0.008	0.023	2.90	64.5	0.21
	3. '42	0.096	42	0.008	0.023	3.20	65.5	0.22
	6. '41	0.060	26	0.014	0.016	3.70	63.7	0.22
	11. '39	0.069	—	0.007	0.016	4.15	—	0.21

D. Winterperiode

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$M=\frac{T_s}{S}$	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Jan.	10. '42	0.081	37	0.011	0.035	2.50	63.8	0.23
	11. '41	0.100	47	0.009	0.063	1.50	64.1	0.22
	12. '39	0.101	—	0.010	0.059	1.40	—	0.20
	14. "	0.116	—	0.008	0.051	1.94	—	0.20
	16. '42	0.102	48	0.010	0.036	2.40	64.6	0.22
	17. '41	0.081	37	0.010	0.051	1.60	63.1	0.20
	17. '42	0.100	48	0.008	0.079	1.44	64.2	0.18

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$M=\frac{T_s}{S}$	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
	21. '40	0.083	—	0.008	0.047	1.54	—	0.22
	24. '39	0.058	—	0.005	0.042	1.30	—	0.21
	26. '41	0.099	43	0.004	0.057	1.62	63.4	0.21
	31. "	0.072	37	0.006	0.038	1.55	64.2	0.21
Feb.	2. '41	0.057	26	0.005	0.028	1.67	62.0	0.21
	3. "	0.071	32	0.005	0.055	1.30	62.8	0.18
	8. '39	0.121	—	0.008	0.073	1.50	—	0.20
	9. '42	0.105	46	0.007	0.048	1.90	64.1	0.22
	11. '41	0.059	28	0.010	0.048	1.56	62.9	0.21
	13. '42	0.068	30	0.007	0.057	1.46	63.4	0.22
	18. '41	0.103	—	0.009	0.059	1.70	63.8	0.19
	25. "	0.084	40	0.007	0.052	1.60	63.7	0.21
	28. '39	0.123	—	0.005	0.073	1.71	—	0.21
März	4. '41	0.116	54	0.011	0.079	1.82	64.5	0.19
	9. "	0.096	44	0.012	0.033	2.70	64.8	0.20
	15. "	0.129	65	0.013	0.042	2.68	64.0	0.16

E. Altersperiode

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$M=\frac{T_s}{S}$	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
März	18. '40	0.072	—	0.020	0.012	4.20	—	0.22
	19. '41	0.145	75	0.017	0.035	4.60	63.6	0.19
	23. '40	0.081	—	0.020	0.022	3.45	—	0.22
	25. '41	0.093	42	0.021	0.017	4.10	62.2	0.23
	31. "	0.141	64	0.016	0.031	4.40	64.7	0.17
April	4. '40	0.067	—	0.019	0.029	1.77	—	0.19
	4. '41	0.107	51	0.016	0.022	5.70	61.2	0.17
	10. '40	0.083	—	0.015	0.022	3.35	—	0.21
	11. '41	0.130	59	0.018	0.026	3.67	63.1	0.20
	17. "	0.141	71	0.013	0.058	2.04	65.5	0.20
	21. "	0.119	61	0.007	0.022	4.80	65.6	0.18
	22. '40	0.087	—	0.012	0.029	2.53	—	0.22
	27. '41	0.068	31	0.021	0.009	5.30	64.5	0.22
	30. '40	0.058	—	0.013	0.011	5.20	—	0.19
Mai	1. '40	0.097	—	0.020	0.022	4.60	—	0.21
	7. '41	0.102	58	0.013	0.028	3.60	66.9	0.18
	14. '40	0.097	—	0.026	0.022	5.50	—	0.23
	14. '41	0.098	48	0.018	0.026	4.75	68.4	0.19*
	15. "	0.096	46	0.015	0.020	4.55	66.8	0.17
	21. '40	0.072	—	0.015	0.020	3.00	—	0.23
	29. '41	0.148	80	0.017	0.019	6.20	69.2	0.15
Juni	9. '41	0.073	39	0.016	0.014	5.00	68.6	0.24

* Schwach vergilbt.

TAB. 9. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei *Pittosporum Tobira*. Vgl. Abb. 4 und die Erklärung der Tab. 8.

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Juni	20. '40	0.084	38	0.002	0.007	68	0.35*
Aug.	28. "	0.103	[45]	0.004	0.057	64	0.32
Dez.	11. "	0.118	[48]	0.003	0.012	60	0.29
Jan.	21. '41	0.074	27	0.002	0.023	59	0.28
April	'39	0.096	—	0.007	0.024	—	0.28
Juni	20. '40	0.067	—	0.005	0.038	61	0.26**

* Junges Blatt; ** altes Blatt.

TAB. 10. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei *Rhaphiolepis umbellata* var. *Mertensii, Laurus nobilis, Aphananthe aspera* and *Kerria japonica* var. *pleniflora*.

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Rhaphiolepis							
April	12. '39	0.100	—	0.005	0.042		0.18*
"	14. "	0.126	—	0.006	0.043	55	0.17*
Mai	4. "	0.113	—	0.006	0.024		0.18*
Laurus							
Sept.	13. '40	0.154	60	0.005	0.018	54	0.43
Aphananthe							
Sept.	12. '40	0.143	—	0.012	0.023	62	0.63**
Kerria							
Juni	20. '40	0.160	74	0.015	0.014	68	0.88**

* Überwintertes altes Blatt; ** Sommergrun.

TAB. 11. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuche bei den sommergrünen *Sambucus Sieboldiana*-Blättern.

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Juni	15. '39	0.174	—	0.010	0.047	77	0.53
Aug.	17. '40	0.170	[95]	0.015	0.053	75	0.39
Okt.	10. "	0.189	[71]	0.040	0.018	74.5	0.38
Nov.	25. "	0.187	64	0.060	0.037	74	0.36*

* Vor dem Laubabfall.

TAB. 12. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei *Cornus controversa, Rhododendron hortense* und *Dioscorea japonica*.

		$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Cornus							
Juni	21. '40	0.123	—	0.020	0.031	67	0.54*
Rhododendron							
Juni	25. '40	0.138	58	0.006	0.026	61	0.50**
Dez.	10. "	0.078	26	0.009	0.004	56.5	0.47***
Dioscorea							
Sept.	24. '40	0.140	[57]	0.008	0.090	80	0.34

* Blattfläche 42 cm²; ** Sommerblatt; *** Winterblatt.

TAB. 13. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei den immergrünen *Daphe odora*-Blättern.

		$T_{g\ max}$	$rT_{g\ max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
April	24. '41	0.198	69	0.006	0.533	76	0.39*
Juni	6. '39	0.154	—	0.010	1.127	—	0.30
Aug.	7. '40	0.158	74	0.010	1.130	73	0.31
Okt.	31. "	0.201	68	0.011	0.612	75	0.24
Jan.	13. '41	0.149	48	0.008	0.580	70	0.21
Feb.	1. '39	0.114	—	0.010	0.403	69	0.24
"	2. "	0.059	—	0.007	0.112	69	0.23
"	7. "	0.097	—	0.010	0.238	70	0.25
März	16. "	0.137	—	0.010	0.395	—	0.21
April	24. '41	0.197	[75]	0.012	0.591	73	0.23**

* Junges Blatt; ** Altes Blatt.

TAB. 14. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei den immergrünen *Evonymus japonica*-Blättern.

		$T_{g\ max}$	$rT_{g\ max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Mai	3. '40	0.176	—	0.010	0.200	70	0.34*
"	6. "	0.192	73	[0.010]	0.109	70	0.38
Aug.	23. "	0.176	79	0.007	0.406	68	0.31
Nov.	4. "	0.211	[73]	0.010	0.371	68	0.30
Jan.	15. '41	0.121	39	0.004	0.115	64	0.25
Feb.	4. "	0.153	51	0.005	0.184	64	0.28
März	'39	0.094	—	0.006	0.148	—	0.26
Mai	3. '40	0.071	—	0.007	0.044	65	0.22**

* Junges Blatt; ** Altes Blatt.

TAB. 15. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei den immergrünen Blättern von *Thea sinensis, Camellia Sasanqua, Ilex integra, Hedera Tobleri* und *Torreya nucifera* und bei den krautartigen von *Mirabilis Jalapa*.

		$T_{g\ max}$	$rT_{g\ max}$	T_k	S_{max}	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Thea							
März	24. '39	0.092	—	0.003	0.136	[61]	0.51
Camellia							
April	{1. 7. / 10. 11. '39	0.090	—	0.008	0.085	[53]	0.30
Ilex							
Apr.	10. 12. '39	0.149	—	0.006	0.473	[58]	0.28
Hedera							
Aug.	27. '40	0.091	43	0.011	0.075	61	0.43
Torreya							
Aug.	27. '40	0.148	33	0.010	0.184	62	0.22
Mirabilis							
Juli	19. '40	0.176	79	0.025	0.210	88	0 36
Sept.	26. "	0.177	67	0.016	0.263	88	0.39

TAB. 16. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei heterobarischen amphistomatischen Blättern von *Pleioblastus Simoni*, *Trachycarpus excelsus* und *Phragmites communis* und bei den hetero-homobarischen von *Triticum sativum* var. *vulgare* und *Hordeum sativum* var. *hexastichon*.

	$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max} Ob	Unt.	Gesamt	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Pleioblastus								
Sept. 6. '40	0.159	63	0.015	0.018	0.021	0.039	55	0.80
Trachycarpus								
Aug. 20. '40	0.137	61	0.015	0.027	0.014	0.038	54.5	0.34
Phragmites								
Sept. 11. '40	0.191	[61]	0.015	0.011	0.030	0.038	62	0.53
Triticum								
März 10. '40	0.234	65	0.035	0.028	0.044	0.072	80	0.49
Hordeum								
März 26. '40	0.230	65	0.050	0.008	0.010	0.012	84	0.53

TAB. 17. Ergebnisse des Infiltrations-Transpirationsversuches bei *Impatiens Balsamina*, *Vicia Faba*, *Erigeron canadensis*, *Commelina communis*, *Jussieua repens*, *Hydrocharis asiatica* und *Sedum alboreseum*.

	$T_{g\,max}$	$rT_{g\,max}$	T_k	S_{max} Ob.	Unt.	Gesamt	$\frac{w}{w+m}$	Obfe
Impatiens								
Aug. 18. '41	0.211	88	0.035	0.227	1.075	1.203	89	0.44
Vicia								
Jan. 27. '39	0.288	—	0.040	0.279	1.640	1.919	—	0.47*
" 28. "	0.248	—	0.040	0.406	0.637	1.043	89	0.49*
Feb. 28. "	0.171	—	0.040	0.174	0.240	0.370	—	0.36*
März 8. "	0.242	—	0.045	0.208	0.303	0.494	—	0.40*
Mai 3. "	0.207	—	0.050	0.232	0.395	0.558	—	0.42**
Erigeron								
Aug. 16. '40	0.264	91	[0.020]	0.066	0.148	0.206	80	0.36
Commelina								
Juni 14. '40	0.214	[80]	0.030	0.062	0.162	0.223	89	0.52
Jussieua								
Juli 23. '40	0.283	[113]	0.100	0.184	0.282	0.466	81	0.69***
Hydrocharis								
Juli 23. '40	0.296	[123]	0.150	0.099	0.024	0.123	87	0.35†
Sedum								
Aug. 28. 29. '40	0.115	37	0.003	0.040	0.014	0.054	92	0.09‡

* Im Gewächshause kult.; ** im Freien kult.; *** Sumpfpfl.; † Wasserpfl.; ‡ Blattsukkulente.

Literatur

BACHMANN, F.: 1922. Studien über Dickenänderung von Laubblättern. Jahrb. f. wiss. Bot. **61**. 372–429.

———: 1932. Gedanken zur Transpirationsanalyse. Planta. **16**. 526–533.

BAKKE, A. L.: 1918. Determination of wilting. Bot. Gaz. **66**. 81–116.

BOON-LONG, T. S.: 1941. Transpiration as influenced by osmotic concentration and cell permeability. Americ. Journ. Bot. **28**. 333–343.

BREWIG, A.: 1933. Ein Beitrag zur Analyse des Transpirationswiderstandes. Planta. **20**. 734–791.

BROWN, H. u. ESCOMBE, F.: 1900. Static diffusion of gases and liquids in relation to the assimilation of carbon and translocation in plants. Philos. Transact. of the Roy. Soc. London. B. **193**.

BURGERSTEIN, A.: 1904, 1920, 1925. Die Transpiration der Pflanzen, I, II, III. Jena.

DIACHUM, S. u. VALLEAU, W. D.: 1939. Relation of stomatal opening to water soaking of tobacco-leaves. Americ. Journ. Bot. **26**. 347–351.

DIETRICH, M.: 1926. Die Transpiration der Schatten- und Sonnenpflanzen in ihren Beziehungen zum Standort. Jahrb. f. wiss. Bot. **65**. 98–194.

DIXON, H. H.: 1914. Transpiration and the ascent of sap in plants. London.

———: 1938. Subaqueous transpiration. Sci. Proc. Roy. Dublin. Soc. **22**. No. 5.

——— u. BORLEE, J. S.: 1940. Further experiments on transpiration into a saturated atmosphere. Ebenda. **22**. No. 20.

FRITZSCHE, G.: 1933. Untersuchungen über die Gewebetemperaturen von Strandpflanzen unter dem Einflusse der Insolation. Beih. z. Bot. Ctbl. **50**. I. Abt. 251–322.

FUKUDA, Y.: 1935. Über die Hydratur der Pflanzen und eine empirische Formel der Verdunstung und Transpiration. Pflanzenforschung. **19**. Jena.

FÜSSER, K.: 1933. Die Transpiration und die Transpirationswiderstände verschiedener Pflanzentypen. Planta. **19**. 465–533.

GÄUMANN, E. u. JAAG, O.: 1936. Untersuchungen über die pflanzliche Transpiration. Ber. d. Schweiz. Bot. Ges. **45**. 411–518.

——— u. ———: 1939a. Untersuchungen über die stomatäre Transpiration I. Ebenda. **48**. 45–78.

——— u. ———: 1939b. Über die stomatäre Transpiration von *Phyllitis Scolopendrium* (L.) NEWM. Ber. d. Deutsch. Bot. Ges. **57**. 2–20.

——— u. ———: 1939c. Der Einfluß des Windes auf die pflanzliche Transpiration I, II. Ber. d. Schweiz. Bot. Ges. **49**. 178–238. 556–626.

HARTSUIJKER, K.: 1935: Kritische Bemerkungen über einige der wichtigsten Methoden zur Ermittelung des Öffnungszustandes der Spaltöffnungen. Rec. Trav. Bot. Neerl. **32**. 516–542.

HUBER, B.: 1923. Transpiration in verschiedener Stammhöhe. I. *Sequoia gigantea*. Ztschr. f. Bot. **15**. 465–501.

———: 1928a. Zur Physik der Spaltöffnungstranspiration. I. Das maximale Diffusionsvermögen von Porenmembranen. Ber. d. Deutsch. Bot. Ges. **46**. 610–620.

——— 1928b. Zur Physik der Spaltöffnungstranspiration. II. Die Abhängigkeit der Verdunstungsgröße von der Porendichte. Ebenda. **46**. 621–625.

———: 1930. Untersuchungen über die Gesetze der Porenverdunstung. Ztschr. f. Bot. **23**. 839–891.

IWANOFF, L.: 1928. Zur Methodik der Transpirationsbestimmung am Standort. Ber. d. Deutsch. Bot. Ges. **46**. 306–310.

KAMP, H.: 1930. Untersuchungen über Kutikularbau und kutikuläre Transpiration von Blättern. Jahrb. f. wiss. Bot. **72**. 403–465.

KERL, H. W.: 1930. Beitrag zur Kenntnis der Spaltöffnungsbewegung. Planta. **9**. 407–463.

KINOSHITA, S.: 1935. Über die Hydratur der immergrünen Pflanzen (japanisch). Bot. Zool. **3**. 2082–2088.

KNIGHT, R. C.: 1917. The interrelations of stomatal aperture, leaf water-content, and transpiration rate. Ann. Bot. **31**. 221–240.

————: 1922. Further observations on the transpiration, stomata, leaf water-content, and wilting of plants. Ebenda. **36**. 361–382.

KÔKETSU, R.: 1926. Studies on the foliar transpiring power and its daily fluctuation as related to the development of leaves in *Coleus Blumei* (japanisch mit eng. Résumé). Bot. Mag. Tokyo. **40**. 122–131.

KORIBA, K.: 1937. Über die Konvektion und Verdunstung als physikalische Komponente der Transpiration. Ebenda. **51**. 461–472.

————: 1937–38. Untersuchungen über die Konvektion und Verdunstung als physikalische Komponente der Transpiration (japanisch). Bot. Zool. **5–6**.

————: 1928–39. Untersuchungen über die autokonvektive Verdunstung in ruhiger Luft (japanisch). Ebenda. **6–7**.

————: 1942. Die meteorologische Verdunstungszahl und die relative Transpiration (japanisch). Ecol. Review, Sendai. **8**. 63–68.

LIVINGSTON, B. E. u. BROWN, W. H.: 1912. Relation of the daily march of transpiration to variations in the water content of foliage leaves. Bot. Gaz. **53**. 309–330.

LLOYD, F. E.: 1908a. The physiology of stomata. Publ. Carn. Inst. Washington, No. **82**.

————: 1908b. Stomata as regulators of transpiration. Plant World, **11**. 131–138. (Bot. Jahresbericht **36**. 1908. 674).

————: 1911. The relation of transpiration and stomatal movements to the water-content of the leaves in *Fouquieria splendens*. Ebenda. **15**. 1–14. (Bot. Ctbl. **119**. 523.)

LOFTFIELD, J. V. G.: 1921. The behavior of stomata. Publ. Carn. Inst. Washington, No. **314**.

LUNDEGÅRDH, H.: 1930. Klima und Boden, 2. Aufl. Jena.

MAXIMOV, N. A.: 1929. The plant in relation to water. London.

MEYER, A.: 1926. Über einige Zusammenhänge zwischen Klima und Boden in Europa. Chemie der Erde 2. S. 209 (zitiert nach SCHIMPER-v. FABER: 1935. Pflanzengeographie auf physiologischer Grundlage. S. 171.)

MITTMEYER, G.: 1931. Studien über die Abhängigkeit der Transpiration verschiedener Blattypen vom Licht und Sättigungsdefizit der Luft. Jahrb. f. wiss. Bot. **74**. 364–428.

MONSI, M.: 1938a. Beeinflussung der Spaltöffnungsweite durch Regenfall. Jap. Journ. Bot. **9**. 131–144.

————: 1938b. Eine theoretische Betrachtung über die Infiltrationsmethode. Bot. Mag. Tokyo. **52**. 300–311.

————: 1938c. Beeinflussung der Spaltöffnungsweite durch plötzliches Wasser-

absperren und -zuführern, mit besonderer Berücksichtigung der Spaltöffnungsbewegung zur Regenzeit. Jap. Journ. Bot. **9.** 314–334.

———: 1939. Die Mitwirkung der Stomata-Nebenzellen auf die Spaltöffnungsbewegung. Ebenda. **9.** 373–394.

NEGER, F. W.: 1918. Die Wegsamkeit der Laubbläter für Gase. Flora. **111–112.** 152–161.

NIUS, E.: 1931. Untersuchungen über den Finfluß des Interzellularvolumens und der Öffnungsweite der Stomata für die Luftwegigkeit der Laubblätter. Jahrb. f. wiss. Bot. **74.** 33–126.

ONODA, N.: 1942. Untersuchungen über eine schädigende Wirkung niederer Temperatur auf die Pflanze (japanisch). Ecol. Review, Sendai **8.** 147–169.

PFLEIDERER, H.: 1933–34. Kritische Untersuchungen zur Methodik der Transpirationsbestimmung an abgeschnittenen Sprossen. Ztschr. f. Bot. **26.** 305–327.

PISEK, A.: 1935. Zur Beobachtung der Öffnunszustandes der Spalten am lebenden Blatt. Ber. d. Deutsch. Bot. Ges. **53.** 624–629.

——— u. CARTELLIERI, E.: 1932a,b. Zur Kenntnis des Wasserhaushaltes der Pflanzen. I. Sonnenpflanzen, II. Schattenpflanzen. Jahrb. f. wiss. Bot. **75.** 195–251. u. 643–678.

——— u. ———: 1939. Zur Kenntis des Wasserhaushaltes der Pflanzen. IV. Bäume und Sträucher. Ebenda. **88.** 22–68.

RENNER, O.: 1910. Beiträge zur Physik der Transpiration. Flora. **100.** 451–547.

———: 1911. Zur Physik der Transpiration. Ber. d. Deutsch. Bot. Ges. **29.** 125–132.

———: 1912. Zur Physik der Transpiration II. Ebenda. **30.** 572–575.

———: 1915a. Theoretisches und Experimentelles zur Kohäsionstheorie der Wasserbewegung. Ztschr. f. Bot. **56.** 617–667.

———: 1915b. Wasserversorgung der Pflanzen. Handwörterbuch d. Naturwiss. **10.**

RUSSEL, R. S.: 1940. Physiological and ecological studies on an arctic vegetation. III. Observations on carbon assimilation, carbohydrate storage and stomatal movement in relation to the growth of plants on Jan Mayen Island. Journ. Ecol. **28.** 289–309.

SCARTH, G. W. u. LEVITT, J.: 1937. The frost-hardening mechanism of plant cells. Plant Physiology **12.** 51–78.

SCHORN, M.: 1929. Untersuchungen über die Verwendbarkeit der Alkoholfixierungs- und der Infiltrationsmethode zur Messung von Spaltöffnungsweiten. Jahrb. f. wiss. Bot. **71.** 783–840.

SCHRATZ, E.: 1932. Untersuchungen über die Beziehungen zwischen Transpiration und Blattstruktur. Planta. **16.** 17–69.

SEYBOLD, A.: 1929a. Die physikalischen Komponenten der pflanzlichen Transpiration. Monographien aus dem Gesamtgeb. d. wiss. Botanik. Berlin.

———: 1929b, 1930a. Die pflanzliche Transpiration. Ergebn. d. Biol. **5. 6.** Berlin.

———: 1930b. Untersuchungen über die Transpirationswiderstände und über die Temperatur ägyptisch-arabischer Wüstenpflanzen. Planta. **9.** 270.

———: 1934. Zur Klärung des Begriffes Transpirationswiderstand. Ebenda. **21.** 353–367.

——— u. FÜSSER, K.: 1931. Weitere Beiträge zur Transpirationsanalyse. II. Eine

Methode der differenzierten Transpirationsbestimmung in unbewegter Luft. Ebenda. **14.** 77–93.

SHREVE, E. B.: 1914. A montane rain forest. A contribution on the physiological plant geography of Jamaica. Publ. Carn. Inst. Washington, No. **199.** (zitiert nach STOCKER, Tab. Biol. **5.** 1929. 635.)

SIERP, H. u. NOACK, K.: 1921. Studien über die Physik der Transpiration. Jahrb. f. wiss. Bot. **60.** 459–498.

——— u. SEYBOLD, A.: 1927. Untersuchungen zur Physik der Transpiration. Planta. **3.** 115–168.

——— u. ———: 1930. Weitere Untersuchungen über die Verdunstung aus multiperforaten Folien mit kleinsten Poren. Ebenda. **9.** 246–269.

SMALL, J. u. MAXWELL, K. M.: 1939. pH phenomena in relation to stomatal opening. I. *Coffea arabica* and some other species. Protoplasma. **32.** 272–288.

STAHL, E.: 1897. Über den Pflanzenschlaf und verwandte Erscheinungen. Bot. Ztg. **55.** 72–209.

———: 1920. Zur Physiologie und Biologie der Exkrete. Flora. **113.** 1–132.

STÅLFELT, M. G.: 1929a. Die Abhängigkeit der Spaltöffnungsreaktionen von Wasserbilanz. Planta. **8.** 287–340.

———: 1929b. Neuere Methoden zur Ermittlung der Öffnungszustandes der Stomata. Handbuch d. biol. Arbeitsmeth. Abt XI. Teil **4.** 167–192.

———: 1932. Der stomatäre Regulator in der pflanzlichen Transpiration. Planta. **17.** 22–85.

———: 1935. Die Transpiration und Kohlensäureassimilation bei Blättern und Stroh des Hafers. Angew. Bot. **17.** 157–190.

TAGAWA, T.: 1938. Further studies on the influence of the water temperature on the water absorption and the stomatal aperture. Journ. Fac. Agric. Hokkaido Imp. Univ. **45.** 1–33.

THOMAS, N. u. FERGUSON, A.: 1917. On the reduction of transpiration observations. Ann. Bot. **31.** 241–255.

THUT, H. F.: 1938. Relative humidity variations affecting transpiration. Americ. Journ. Bot. **25.** 589–595.

———: 1939. The relative humidity gradient of stomatal transpiration. Ebenda. **26.** 315–319.

TRELEASE, S. F. u. LIVINGSTON, B. E.: 1916. The daily march of transpiring power as indicated by the porometer and by standardized hygrometric paper. Journ. Ecol. **4.** 1–14.

TUMANOW, J. J.: 1927. Ungenügende Wasserversorgung und das Welken der Pflanzen als Mittel zur Erhöhung ihrer Dürreresistenz. Planta. **3.** 391–480.

WALTER, H.: 1926. Die Verdunstung von Wasser in bewegter Luft und ihre Abhängigkeit von der Größe der Oberfläche. Zur Kritik der Transpirationsversuche. Ztschr. f. Bot. **18.** 1–47.

WELTEN, M.: 1933. Physiologisch-ökologische Untersuchungen über den Wasserhaushalt der Pflanzen mit besonderer Berücksichtigung der Wasserabgabewiderstände. Planta. **20.** 45–165.

WENZEL, H.: 1939. Das Verhalten der Spaltöffnungen von Wasser- und Sumpfpflanzen. Ein Beitrag zur Feststellung der Brauchbarkeit der Zelloidin-Abdruckmethode. Jahrb. f. wiss. Bot. **88.** 123–140.

WIESNER, J.: 1887. Grundversuche über den Einfluß der Luftbewegung auf die Transpiration der Pflanzen. Sitzgsber. Akad. Wiss. Wien, Math.-Naturwiss. Kl. (I) **96**, 182. (Zitiert nach KOSTYTSCHEW-WENT: Lehrbuch d. Pflanzenphysiologie. 1931. S. 158.)

Untersuchungen über eine transversalphototropische Bewegung der Laubblätter von *Fatsia japonica* gegen das von vorn einfallende Licht

Von Gingoro YAMANE

Mit Tafel VI und 7 Textfiguren

(Eingegangen am 28. Dezember 1943)

1. Einleitung

Die Lichtlage der Laubblätter gegen das einfallende Licht hat schon FRANK (1870, 1873) unter dem Begriff des Transversalphototropismus erörtert. Nachdem DARWIN (1880) diese Tendenz, die er „diaheliotropism" nannte, als eine modifizierte Circumnutation erklärt hatte, unternahm es VÖCHTING (1888), KRABBE (1889) und SCHWENDENER & KRABBE (1892) den Transversalphototropismus unter dem Gesichtspunkt der einwirkenden Faktoren in eingehender Weise zu analysieren, wobei VÖCHTING (und später auch SIERP 1915) zu dem Schluss kam, dass für das Auftreten des Transversalphototropismus allein das Licht entscheidend wirkt, ohne dass er aber damals dessen Mechanismus erfassen konnte. Andererseits untersuchte WIESNER (1878, 1880, 1899) vom ökologischen Gesichtspunkt die fixe Lichtlage der Laubblätter, indem er zeigte, dass die euphotometrischen Blätter immer die Lage nehmen, welche für das Auffangen maximalen diffusen Lichtes günstig ist.

Nun ist bei der Realisierung der transversalphototropischen Lage bei den meisten Laubblättern die Spreite der ausschliessliche oder wenigstens vorzugsweise lichtempfindliche Teil, der Stiel dagegen Bewegungsorgan. Diesbezüglich können wir die Beiträge von DUTROCHET, VÖCHTING und HABERLANDT (1924, S. 575)* anführen. Über die Lichtperzeption des Laubblattes stellten HABERLANDT und seine Schüler die berühmte Hypothese vom Lichtperzeptionsvermögen der Epidermiszellen auf, indem sie behaupten, dass die Blattspreite durch die Unterschiedempfindlichkeit des der Innenwand der Epidermiszellen anliegenden Protoplasmas in solcher

* Diesbezüglich vergleiche man HABERLANDTS Untersuchungen (1904), wo er drei Typen der Laubblätter unterschied, nämlich: (1) die Lamina wirkt bei der Perzeption nicht mit (*Phaseolus*), (2) Lamina und Stiel sind sensibel (*Traphaeolum* und *Malva*), (3) die Lamina allein dirigiert die Bewegung (*Begonia*).

Weise sich bewegen kann, dass die optische Achse der Epidermiszellen zur Lichtrichtung sich parallel stellt. Aber trotz seiner eingehenden Durchführung konnte seine Hypothese, reizphysiologisch gesehen, noch nicht befriedigen, ganz zu schweigen von KNIEPS (1907) und NORDHAUSENS (1910) Einwänden, weil seine Erklärung mir zu morphologisch scheint, indem besonders das vermittelnde Glied zwischen dem schrägen Lichteinfall und der davon gelenkten Bewegung des Stiels leider nicht festgestellt wurde. Seither sind die Untersuchungen über den Mechanismus des Transversalphototropimus der Laubblätter vernachlässigt worden und bis heute sind wir noch sehr wenig darüber orientiert.

Neuerdings gelang es nun der Wuchsstofftheorie den Mechanismus des Phototropismus im Bereich der orthotropen (parallelotropen) Organe, sei es der oberirdischen (BOYSEN JENSEN 1910, 1936, WENT, F. W. 1928, OVERBEEK 1933 und KÖGL und seine Mitarbeiter 1933–34*) oder unterirdischen (NAUNDORF 1940) richtig zu erfassen, während hingegen in Bezug auf die dorsiventralen Organe noch jede Erklärung fehlt. Bei der Erklärung der transversalphototropischen Bewegung muss, meiner Ansicht nach, das Wesen des Reizes und gleichzeitig das der Reizleitung im Mittelpunkt der Untersuchungen stehen, wie es auch bei den orthotropen Organen der Fall war. Es muss also klargestellt werden, in welcher Weise das schräg auf die Spreite einfallende Licht einen Reiz bewirken kann und in welcher Weise dieser nach dem Reaktionsort (Blattstiel) geleitet wird. Ich habe in meinen früheren Arbeiten (1938–40), in Anschluss an RAYDTs Untersuchungen über die euphotometrischen Blätter (1925), die seitliche phototropische Bewegung der *Fatsia*blätter und später (1941) die vertikal-phototropischen Bewegungen, Aufrichtung und Senkung, untersucht und kam zu dem Schluss, dass in beiden Fällen die ungleiche Lichtverteilung auf der Lamina die Veränderung der Wuchsstoffverteilung im Stiel hervorruft und dass erst dadurch die Wachstumsbewegungen in der seitlichen oder vertikalen Richtung ausgelöst werden können. Da mir die letztere, vertikal-phototropische Bewegung, mit der transversalphototropischen Bewegung, die durch das von vorn einfallende Licht ausgelöst wird, im innigsten Zusammenhang zu stehen scheint, möchte ich sie in der vorliegenden Arbeit vom Standpunkt der Wuchsstofftheorie analysieren und ferner die physiologische Gleichwertigkeit beider Bewegungen erörtern.

---

* Weitere eingehende Literaturen über den Phototropismus der parallelotropen oberirdischen Organe vom Gesichtspunkt der Wuchsstofflehre kann man in der Monographie von BOYSEN JENSEN (1935), BOYSEN JENSEN, AVERY & BURKHOLDER (1936), SCHLENKER (1937) und WENT & THIMANN (1937) finden.

2. Transversalphototropismus gegen das von vorn einfallende Licht

Die transversalphototropische Lage der Laubblätter wird durch die Torsion des Blattstiels erreicht, wenn die Spreite seitlich (von einer Flanke her) schräg bestrahlt wird (RAYDT), dagegen durch die Krümmung des Stiels, wenn die Spreite von vorn, d.h. von der Spitze oder von der Basis her beleuchtet wird. Da im ersten Fall die Dinge weit komplizierter sind, will ich in der vorliegenden Arbeit mich nur mit dem letzten Fall beschäftigen.

Wenn wir Blätter mit wagerecht liegender Spreite vor ein Fenster stellen, so sehen wir, wie die Spreiten allmählich eine transversalphototropische Lage gegen das von vorn hereinkommende Licht einnehmen, einmal durch Senkung der Spreite, wenn die Spitze der Spreite dem Fenster zugewandt ist (Fig. 1. in Tafel VI), ein andermal durch Aufrichtung, wenn die Basis dem Fenster zugewandt ist (Fig. 2 in Tafel VI). Diese Erscheinung tritt bei *Fatsia japonica* besonders deutlich auf, namentlich in jungen Blättern. Es ist dabei gleichgültig, ob der Blattstiel frei gelassen oder ganz bedeckt (z.B. mit Stanniol) wird. Es ist ohne weiteres klar, dass diese transversalphototropischen Bewegungen der Blätter durch ungleichmässiges Wachstum des Stiels hervorgerufen werden, weil wie die Figuren zeigen, bei der Senkung der Spreite der Stiel in der Adaxialseite konvex, hingegen bei der Aufrichtung abaxial-konvex wird. Daraus müssen wir schliessen, dass irgend ein Reiz, der im Stiel ungleichmässiges Wachstum verursachen kann, von der Lamina nach dem Stiel geleitet wird.

Um das Wesen dieses Reizes klarzustellen, unternahm ich zuerst, die Wuchsstoffverteilung in den bewegten Blättern zu prüfen. Der Blattstiel wird an der gekrümmten Stelle in der Adaxial- und Abaxialseite längsgespalten, und der Wuchsstoffgehalt der beiden Hälften durch *Avena*test getrennt bestimmt. Über Details bezüglich der Wuchsstoffbestimmung vergleiche man meine früheren Arbeiten (1939–41). Die Resultate sind in Tabelle 1 und 2 zusammengestellt.

Daraus können wir folgendes schliessen: Wenn die Blätter die transversalphototropische Lage durch Senkung erreichen, wird mehr Wuchsstoff in der Adaxialseite des Stiels gefunden; wenn hingegen der Transversalphototropismus durch Aufrichtung ausgeführt wird, mehr Wuchsstoff in der Abaxialseite. Das quantitative Verhältnis des Wuchsstoffes auf beiden Seiten des Stiels, Ad.: Ab. beträgt im ersten Fall (Senkung) 65.6:34.4, im letzten Fall (Aufrichtung) 35.4:64.6. Mit anderen Worten, wenn die Lamina ihre Spitze dem Fenster zuwendet, sammelt sich der Wuchsstoff im Stiel mehr auf der Adaxialseite an, ist aber ihre Basis dem Fenster zugewandt, so mehr auf der Abaxialseite. Dieses Verhalten

ist in Fig. 1 und Tabelle 3 dargestellt.

Es unterliegt also keinem Zweifel, dass diese Ungleichheit des Wuchsstoffgehaltes auf beiden Seiten des Stiels für die Bewegung, durch die das Blatt seine transversalphototropische Lage erreicht, eine entscheidende Rolle spielt, weil erst dadurch ungleiches Wachstum in der Adaxial- und Abaxialseite des Stiels hervorgerufen wird. Hier taucht nun aber die

TABELLE 1. Der Wuchsstoffgehalt in der Abaxial- und Adaxialseite des Blattstiels, dessen Spreite wegen des von vorn (von der Spitze der Spreite her) einfallenden Lichtes sich senkt.

Nummer der Pflanze	Krümmungen der *Avena*koleoptilen		Relative Menge des Wuchsstoffes		Krümmung des Blattstiels	Bewegung der Blattspreite
	Adaxialseite	Abaxialseite	Adaxialseite	Abaxialseite		
1	11.0°	5.0°	68.7%	31.3%	— 25°	— 41°
2	10.5	4.0	72.4	27.6	— 26	— 40
3	16.0	12.0	57.5	42.5	— 24	— 51
4	4.5	3.5	56.2	43.8	— 17	— 50
5	7.5	4.0	65.2	34.8	— 22	— 43
6	20.3	9.0	69.2	30.8	— 25	— 42
7	12.5	9.3	57.3	42.7	— 24	— 52
8	15.0	4.0	78.9	21.1	— 16	— 59
9	14.3	6.0	69.0	31.0	— 46	— 68
10	7.3	4.5	61.8	38.2	— 89	— 76
Durchschnitt			65.6±2.7	34.4±2.7		

TABELLE 2. Der Wuchsstoffgehalt in der Abaxial- und Adaxialseite des Blattstiels, dessen Spreite wegen des von vorn (von der Basis der Spreite her) einfallenden Lichtes sich hebt.

Nummer der Pflanze	Krümmungen der *Avena*koleoptilen		Relative Menge des Wuchsstoffes		Krümmung des Blattstiels	Bewegung der Blattspreite
	Adaxialseite	Abaxialseite	Adaxialseite	Abaxialseite		
1	7.0°	11.5°	37.9%	62.1%	+ 11°	+ 88°
2	10.5	18.5	31.4	68.6	+ 25	+ 82
3	7.0	15.0	31.9	68.1	+ 30	+ 64
4	5.0	8.0	37.7	62.3	+ 17	+ 73
5	9.0	13.0	35.0	65.0	+ 20	+ 50
6	3.5	9.0	28.0	72.0	+ 27	+ 63
7	10.0	12.0	45.5	54.5	+ 33	+ 81
8	12.0	18.0	40.0	60.0	+ 8	+ 69
9	3.0	6.5	31.5	68.5	+ 42	+100
10	3.5	6.5	35.0	65.0	+ 52	+ 95
Durchschnitt			35.4±1.6	64.6±1.6		

TABELLE 3. Die Wuchsstoffverteilung in den Blättern, deren Bewegungen in der Fig. 1 dargestellt sind.

(1)–(6) Die Wuchsstoffverteilung in den durch Senkung, (7)–(12) durch die Aufrichtung zur transversalphototropischen Lage erreichten Blättern.

Nummer der Versuchspflanze	Krümmungen der *Avena*koleoptilen		Relative Menge des Wuchsstoffes	
	Adaxialseite	Abaxialseite	Adaxialseite	Abaxialseite
Gesenkte Blätter				
1	7.0°	4.0°	63.6%	36.4%
2	13.0	2.5	83.7	16.3
3	4.0	2.0	66.0	34.0
4	7.0	4.0	63.6	36.4
5	17.0	8.0	68.0	32.0
6	8.0	6.5	55.1	44.9
Durchschnitt			66.7±3.8	33.3±3.8
Aufgerichtete Blätter				
7	7.5°	9.0°	45.5%	54.5%
8	5.0	11.0	32.2	67.8
9	6.0	11.0	35.2	64.8
10	2.0	14.0	12.7	87.3
11	8.0	10.0	47.9	52.1
12	7.0	9.0	33.8	66.2
Durchschnitt			34.6±5.1	65.4±5.1



Fig. 1. Erklärung im Text.

wichtige Frage auf, in welcher Weise durch das schräg auf die Spreite einfallende Licht ungleiche Wuchsstoffverteilung im Stiel entstehen kann. Dies klarzulegen, ist die nächste Aufgabe meiner Arbeit.

3. Veränderung der Reaktions- und Bewegungsweise durch Durchschneiden der Rippen

Um die Weiterleitung des transversalphototropischen Reizes klarzustellen, wollen wir nun zunächst die Beziehung zwischen dem Rippenverlauf und der Reaktions- und Bewegungsweise der Blätter prüfen. Hierfür schnitt ich die Rippen einmal die inneren, ein andermal die äusseren, in ihrem basalen Teil durch, um so den Einfluss jeder einzelnen Rippe auf die Bewegung zu beobachten. Es ergab sich dabei, dass die transversalphototropischen Bewegungen durch teilweises Durchschneiden der Rippen mehr oder weniger verändert werden. Nämlich nach Durchschneiden der inneren Rippen ist die Spreite, wenn ihre Basis dem Fenster zugewandt ist, in ihrer Aufrichtung stark gehemmt und hebt sich im Vergleich mit normalen unbehandelten Blättern nur sehr wenig von ihrer anfänglichen wagerechten Lage oder steht überhaupt ganz still; im extremen Fall senkt sie sich sogar. Durch Durchschneiden der äusseren Rippen hingegen wird die Aufrichtung, durch welche die Blätter ihre transversalphototropische Lage erreichen können, nicht gestört, sondern mehr oder weniger gefördert, indem die Lamina oftmals die normal transversalphototropische Lage übersteigt, und sich beinahe senkrecht aufrichtet. Ganz analog wird die transversalphototropische Bewegung durch Durchschneiden der äussern Rippen in umgekehrter Weise verändert, wenn die Spitze der Spreite dem Fenster zugewandt ist; diesmal wird die Erreichung der transversalphototropischen Lage, die in diesem Fall durch die Senkung der Spreite ermöglicht ist, bei Durchschneiden der äusseren Rippen gänzlich unterbunden, hingegen wird sie durch das Durchschneiden der inneren Rippen in diesem Fall nicht nur nicht gestört, sondern mehr oder weniger gefördert (vergleiche YAMANE (1941)).

4. Der Rippenverlauf von der Lamina nach dem Stiel

In der vorigen Arbeit (1941) kam ich auf den Rippenverlauf der *Fatsia*blätter zu sprechen und zeigte, dass die inneren Rippen nach der Abaxialseite des Stiels hinleiten, hingegen die äusseren nach der Adaxialseite und die dazwischen liegenden nach den seitlichen Teilen. Dass dieses Verhältnis der Rippen mit dem Verlauf der phototropischen Bewegungen in grundsätzlicher Beziehung steht, will ich anhand von Figuren näher darstellen.

Um den Rippenverlauf im Stiel genau zu prüfen,* bediente ich mich

* Genauer gesagt, den Verlauf der Gefässbündelchen, die die Rippen bilden.

der Farbstoffmethode. Ich liess also stark verdünnte Eosinlösung von der Spitze des verzweigten Spreiteteils einsaugen und spürte dann die rot gefärbten Gefässbündelchen im Stiel nach, um so die Transportbahn von der Lamina nach dem Stiel sachlich zu verfolgen, die ja nichts anders als den Verlauf der Rippen selbst demonstriert. Um die Einsaugung des Farbstoffes zu erleichtern, schnitt ich ein wenig von der Spitze des verzweigten Spreiteteils ab und tauchte die Schnittfläche in die mit Eosinlösung gefüllte PETRIsche Schale ein. Hierzu sind junge Blätter besser brauchbar als ältere, weil sie die Lösung leichter einsaugen. Um das Austrocknen der Blätter zu vermeiden, bedeckte ich das ganze Blatt mit wassergetränktem Filtrierpapier. Die oben beschriebene Behandlung wurde in drei Versuchsgruppen unternommen: bei der ersten Gruppe wurde die Eosinlösung von dem mittleren verzweigten Spreiteteil, in dem sich die Mittelrippe befindet, eingesogen, bei der zweiten Gruppe von dem basalen verzweigten Spreiteteil, in dem die äusseren Rippen verlaufen, und bei der dritten Gruppen, von dem dazwischen liegenden verzweigten Teil. Nach etwa einem Tag prüfte ich das Blatt, dessen behandelte Rippen schon eine rote Färbung zeigten, die unter dem das Blatt durchgelassenen Licht besonders klar erkennbar war.

Nach Rotfärbung der behandelten Rippen schnitt ich den Stiel stufenweise vom Oberende des Stiels abwärts im Abstand von je einigen Zentimetern ab. Dann verfolgte ich mittels anatomischen Mikroskopes die rot gefärbten Gefässbündelchen auf der Schnittoberfläche des abgeschnittenen Stielstückes, um so den Verlauf der betreffenden Rippe im Stiel ziemlich kontinuierlich nachzuweisen.

Die Untersuchungen ergaben, dass alle Rippen im Insertionsort (Oberende des Stiels) münden, sich dort spalten und in kleine Gefässbündelchen verwandeln, die sich mit einander vermischen. In allen drei Versuchsgruppen färbten sich dort mehrere Gefässbündelchen mehr oder weniger stark rot, was in Fig. 2–4 dargestellt ist. Nach dieser Vermischung aber lokalisieren sich die gefärbten Gefässbündelchen allmählich bei zunehmender Entfernung vom Insertionsort und werden schliesslich je nach der Vorbehandlung nur in der einen Seite des Stiels in beschränkter Anzahl gefunden. Und zwar werden bei den Blättern der ersten Gruppe, welche die Eosinlösung von der Mittelrippe (allgemein gesagt, von der inneren Rippe) eingesogen hatten, die rotgefärbten Gefässbündelchen nur in der Abaxialseite des Stiels gefunden (Fig. 2), hingegen in der zweiten Gruppe, in der die Eosinlösung von der äusseren Rippe eingesogen worden war, nur in der Adaxialseite (Fig. 3), während endlich bei den Blättern der dritten Gruppe die Gefässbündelchen auf der Seite (derselben Seite wie die der behandelten Rippe) sich rot färben (Fig. 4).

Hieraus konnten wir ersehen, dass die Eosinlösung durch die inneren

Rippen nach der Abaxialseite, durch die äusseren Rippen nach der Adaxialseite und durch die dazwischen liegenden Rippen nach dem seitlichen Teil des Stiels transportiert worden war. Also können wir einwandfrei schliessen, dass das Gefässbündel, das die inneren Rippen bildet, in der Abaxialseite des Stiels verläuft, dagegen das, welches die äusseren Rippen bildet, in der Adaxialseite.

Die Richtigkeit dieser Betrachtungsweise wird auch andererseits auch durch den Wuchsstoffversuch unterstützt. Wenn man nämlich die Spitzehälfte der Spreite (von etioliertem Blatt), in der sich die inneren Rippen befinden, mit Heteroauxinpaste 1/1 bestreicht, so findet sich im Stiel mehr

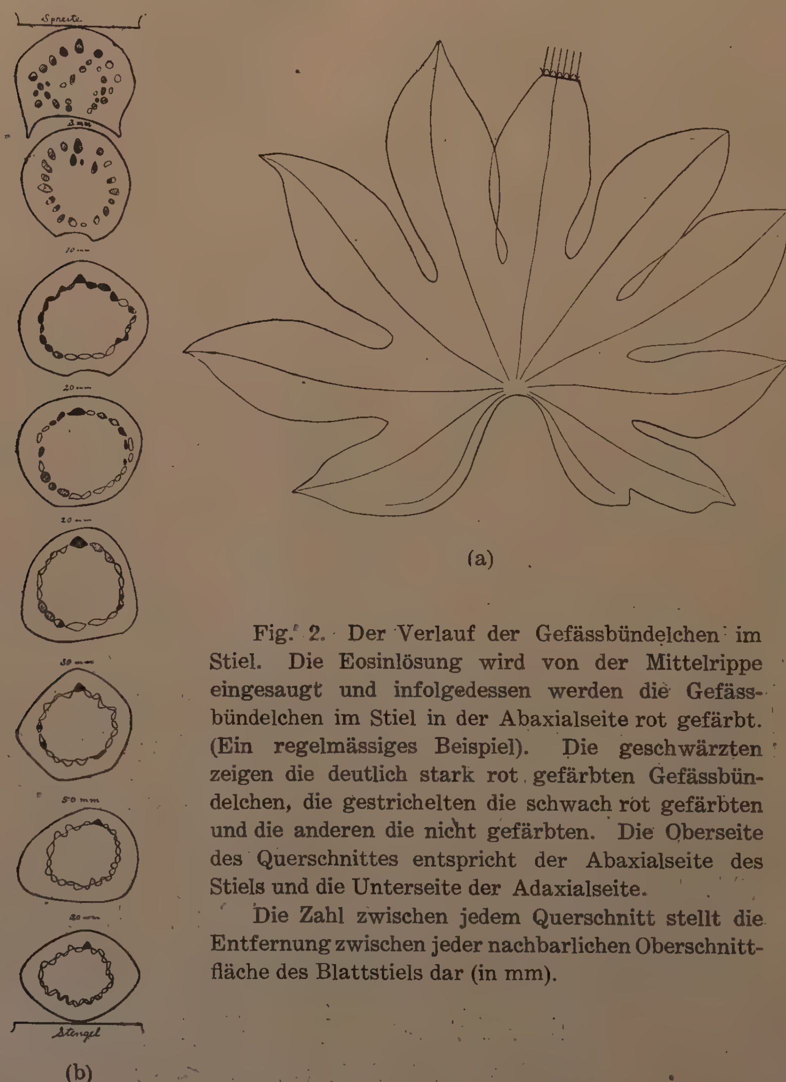


Fig. 2. Der Verlauf der Gefässbündelchen im Stiel. Die Eosinlösung wird von der Mittelrippe eingesaugt und infolgedessen werden die Gefässbündelchen im Stiel in der Abaxialseite rot gefärbt. (Ein regelmässiges Beispiel). Die geschwärzten zeigen die deutlich stark rot gefärbten Gefässbündelchen, die gestrichelten die schwach rot gefärbten und die anderen die nicht gefärbten. Die Oberseite des Querschnittes entspricht der Abaxialseite des Stiels und die Unterseite der Adaxialseite.

Die Zahl zwischen jedem Querschnitt stellt die Entfernung zwischen jeder nachbarlichen Oberschnittfläche des Blattstiels dar (in mm).



Fig. 3. Der Verlauf der Gefässbündelchen im Stiel. Die Eosinlösung wird von der äusseren Rippe eingesaugt; infolgedessen werden die Gefässbündelchen in der Adaxialseite in der behandelten Flanke rot gefärbt. (Ein regelmässiges Beispiel.)

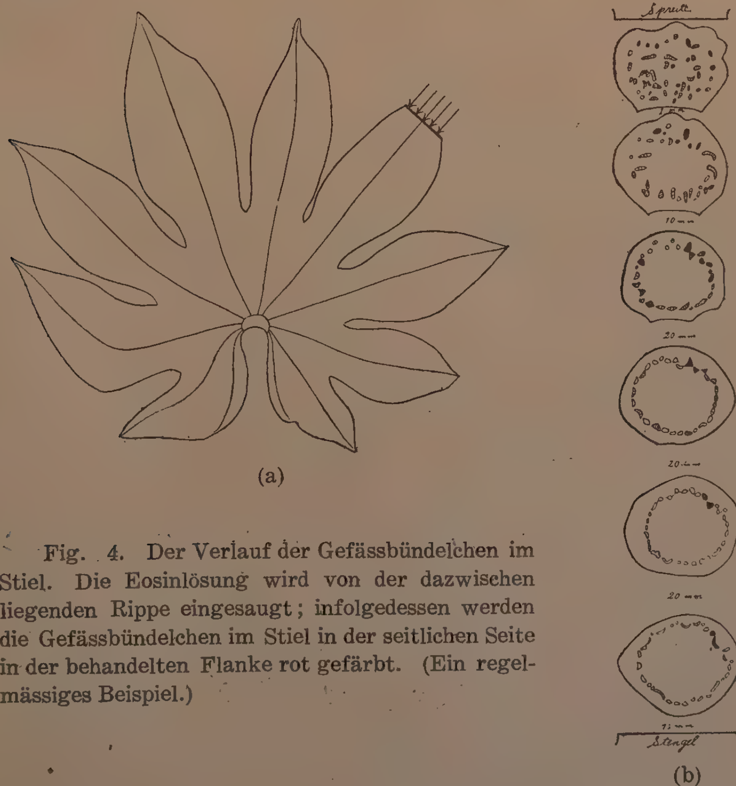


Fig. 4. Der Verlauf der Gefässbündelchen im Stiel. Die Eosinlösung wird von der dazwischen liegenden Rippe eingesaugt; infolgedessen werden die Gefässbündelchen im Stiel in der seitlichen Seite in der behandelten Flanke rot gefärbt. (Ein regelmässiges Beispiel.)

Wuchsstoff in der Abaxialseite (Ad.: Ab.=40.4:59.6), während bei Blättern, in denen die Spreitenbasis quer bis zur Hälfte mit Wuchsstoff behandelt worden ist, mehr Wuchsstoff in der Adaxialseite gefunden wird (Ad.: Ab=61.6:38.4) (Tab. 4 & 5). Da die Gefässbündel, wenigstens im Blattstiel der *Fatsia*, nichts anderers als die Transportbahnen des Wuchsstoffes sind* (Siehe Tab. 6, vergleiche YAMANE (1939)**), können wir

TABELLE 4. Wuchsstoffverteilung im Blattstiel, dessen Spreite von der Spitze bis zur Hälfte mit Heteroauxinpaste bestrichen wird, und infolgedessen sich aufrichtet.

Nummer der Versuchspflanze	Krümmungen der *Avena*koleoptilen		Relative Menge des Wuchsstoffes	
	Adaxialseite	Abaxialseite	Adaxialseite	Abaxialseite
1	11.2°	19.7°	36.3%	63.7%
2	12.0	15.0	44.5	55.5
3	5.7	8.5	40.0	60.0
4	6.5	9.0	42.0	58.0
5	5.5	9.0	38.0	62.0
6	6.0	7.0	46.2	53.8
7	7.0	11.0	38.9	61.1
8	6.0	9.0	40.0	60.0
9	6.0	12.0	33.4	66.6
10	12.0	15.0	44.5	55.5
Durchschnitt			40.4±1.3	59.6±1.3

TABELLE 5. Wuchsstoffverteilung im Blattstiel, dessen Spreite von der Basis bis zur Hälfte mit Heteroauxinpaste bestrichen wird, und infolgedessen sich senkt.

Nummer der Versuchspflanze	Krümmungen der *Avena*koleoptilen		Relative Menge des Wuchsstoffes	
	Adaxialseite	Abaxialseite	Adaxialseite	Abaxialseite
1	18.5°	15.5°	54.4%	45.6%
2	11.0	11.0	50.0	50.0
3	12.8	8.0	61.5	38.5
4	9.0	7.5	54.5	45.5
5	6.5	1.0	86.6	13.4
6	8.0	5.0	61.5	38.5
7	21.0	18.0	53.8	46.2
8	17.0	5.5	75.8	24.5
9	15.0	17.0	46.8	53.2
10	12.3	5.0	71.1	28.9
Durchschnitt			61.6±4.0	38.4±4.0

* AVERY 1935 (Gefässbündel), COOPER 1936 (Phloem), FISCHNICH 1935 (Gefässbündel), LAIBACH und FISCHNICH 1936 (Gefässbündel), SÖDING 1938 (Kambium und an der Grenze von Holz und Mark), KASTENS 1924 (Siebteil, Siebröhren und Geleitzelle), SÖDING 1932 (Kambium).

** Diesbezüglich vergleiche man SÖDING (1938), der zeigte, dass der Wuchsstoff in *Heliopsis* in Kambium und an der Grenze von Holz und Mark, aber nicht im innersten Mark und Holz und in Rinde erhalten ist.

TABELLE 6. Wuchsstoffgehalt in den verschiedenen Geweben des Blattstiels.

Nummer des Versuchsblattes	Krümmungen der *Avena*koleoptilen		
	Gefässbündelteil	Markteil	Rinde
1	7.5°	0.8°	2.3°
2	8.5	2.7	+ 1.7
3	10.8	+ 0.1	0.6
4	3.0	0.8	+ 2.0
5	8.7	0	0
6	8.0	4.0	
7	10.3	+ 7.5	
8	7.2	0	
9	7.4	2.8	
10	3.5	+ 1.0	
11	4.0	0	
12	5.6	0	
13	6.7	0	
14	5.7	+ 3.5	
15	8.2	1.6	
16	11.5	4.5	
Durchschnitt	7.3	0.4	+ 0.2

sagen, dass dieses Resultat unsere obigen Feststellungen über den Rippenverlauf weiterhin bestätigt, wenn auch die Verhältnisse hierbei nicht so klar zutagetreten, wie es in den anatomischen Untersuchungen der Fall war. Dies beruht, meiner Ansicht nach, teilweise auf der Tatsache, dass der Wuchsstoff von dem Gefässbündel nach dem parenchymatischen Gewebe leicht diffundiert, sodass beispielsweise der Wuchsstoff, der durch die inneren Rippen (bezw. durch die äusseren Rippen) nach der Abaxialseite des Stiels (bezw. der Adaxialseite) transportiert wurde, durch das parenchymatische Gewebe nach der entgegengesetzten Seite übergeht; und deshalb wird der Unterschied im Wuchsstoffgehalt der beiden Stielhälften ziemlich ausgeglichen. (Dabei mag auch der komplizierte Rippenverlauf im Stiel teilweise mit schuldig sein, wovon wetier unten noch die Rede sein wird.)

In Bezug auf das Verhältnis zwischen der rechten und linken Seite konnte festgesetellt werden, dass die Rippen im Stiel in derselben Seite wie in der Spreite verlaufen, sodass also das Gefässbündel, das in der rechten Hälfte der Spreite verläuft, im Stiel ebenfalls in der rechten Seite

TABELLE 7. Wuchsstoffverteilung im Blattstiel, dessen Spreite bis zur Längshälfte mit Heteroauxinpaste bestrichen wird.

Nummer des Versuchblattes	Krümmung der *Avena*koleoptilen		Relative Menge des Wuchsstoffes	
	Heteroauxin-Seite	Unbehandelte Seite	Heteroauxin-Seite	Unbehandelte Seite
1	14.5°	7.5°	66.0%	34.0%
2	6.0	3.0	66.3	33.7
3	71.8	2.0	85.0	15.0
4	4.0	+ 4.5	100.0	0
5	13.5	9.5	58.7	41.3
6	21.0	15.0	58.3	41.7
7	16.0	9.0	64.0	36.0
8	20.0	7.5	72.7	27.3
9	12.5	2.0	86.2	13.8
10	5.5	3.5	57.8	42.2
Durchschnitt			71.5±4.5	28.5±4.5

vorhanden ist. Auch diesbezüglich ergab der Wuchsstoffversuch, dass bei künstlichem Hinzufügen von Wuchsstoff auf einer Längshälfte im Stiel gleichfalls ein Übergewicht auf derselben Seite entsteht; das Verhältnis der Wuchsstoffmengen in der behandelten Seite beträgt 2.5:1 (Tab. 7).

Nach dem oben Erwähnten können wir den Rippenverlauf im *Fatsia*-blatt wie folgt schematisieren: Die Mittelrippe führt in die Abaxialseite des Stiels, die rechten äusseren Rippen in die rechte Adaxialseite, die linken äusseren in die linke Adaxialseite, und die dazwischen liegenden Rippen, je nach ihrer Lage auf der Spreite, in den rechten bezw. linken seitlichen Teil; dabei nähert sich die Rippe, die der Mittelrippe zunächst liegt, im Stiel der Abaxialseite an, während mit zunehmender Entfernung von der Mittelrippe im Stiel eine Annäherung an die Adaxialseite zu beobachten ist.

Dieser schematische Rippenverlauf wird aber im einzelnen Blatt nicht immer streng gewahrt, weil die Gefässbündelchen sich im Stiel teilweise nach der anderen Seite verzweigen. Nur in Bezug auf die Mittelrippe bleibt das Schema fast immer streng gewahrt; das Gefässbündel, das die Mittelrippe bildet, mündet schliesslich immer in die Abaxialseite allein (unterwegs verläuft es zuweilen auch im seitlichen Teil) und verzweigt sich nie nach der Adaxialseite; infolgedessen wird also das von der Mittelrippe eingesogene Eosin nur in der Abaxialseite des Stiels gefunden. Hinsichtlich der äusseren Rippen aber liegt die Sache anders; hier ver-

zweigen sich die Gefässbündel, die die äusseren Rippen bilden, teilweise nach dem seitlichen Teil und von Zeit zu Zeit sogar nach der Abaxialseite; ja, selbst nach den entgegengesetzten Seiten (sodass etwa ein rechtes Gefässbündel teilweise nach der linken Seite führt); dabei wird das von den rechten äusseren Rippen eingesogene Eosin im Stiel teilweise auch in der linken Adaxialseite, ja sogar auch in der linken Abaxialseite, gefunden. Was die dazwischen liegenden Rippen betrifft, so verzweigen sich diese oft nach der Abaxialseite oder der Adaxialseite in derselben oder (in wenigen Fällen) der entgegengesetzten Seite des Stiels.

Anhand der oben erwähnten Tatsachen können wir nun folgendes Bild des verwickelten Rippenverlaufs entwerfen: die äusseren Rippen verlaufen in der Adaxialseite des Stiels, und zwar die rechten äusseren Rippen im rechten Teil der Adaxialseite und die linken äusseren Rippen im linken Teil, wobei sie aber teilweise nach der jeweils entgegengesetzten Seite gehen und sich seitlich oder nach der Abaxialseite bald im selben und bald im entgegengesetzten Teil verzweigen. Die dazwischen liegenden Rippen verlaufen, je nach ihrer Stellung auf der Lamina, im rechten oder linken Seitenteil des Stiels und verzweigen sich teilweise nach der Adaxial- oder Abaxialseite. Die inneren Rippen, welche die von den äusseren oder von den dazwischen liegenden Rippen hereinkommenden Gefässbündelchen zusammenfassen, verzweigen sich selbst nur selten nach der Adaxialseite (oder den seitlichen Teilen), durchlaufen die Abaxialseite. Umgekehrt gesagt liegt die Sache so, dass die Gefässbündelchen, die im Stiel die Abaxialseite durchlaufen, in der Spreite meistens die inneren Rippen bilden, sich aber unterwegs teilweise nach der Adaxialseite oder nach den rechten oder linken seitlichen Teilen verzweigen. Die in der Adaxialseite verlaufenden Gefässbündelchen bilden die äusseren Rippen, (die in der rechten Adaxialseite verlaufenden Gefässbündelchen bilden meistens die rechten äusseren Rippen, die in der linken verlaufenden die linken äusseren Rippen); sie fassen auf ihrem Weg die von den seitlichen Teilen oder von der Abaxialseite herkommenden Gefässbündelchen zusammen, aber verzweigen sich nur selten nach der Abaxialseite. Die Gefässbündelchen, die in den beiden seitlichen Teilen verlaufen, wandern je nach ihrer Stellung im Stiel, in die rechten oder linken dazwischen liegenden Rippen; auf ihrem Weg verzweigen sie sich nach der Abaxial- oder Adaxialseite auf derselben oder der entgegengesetzten Seite, gleichzeitig fassen sie die von der Abaxialseite herkommenden Gefässbündelchen zusammen (fassen aber selten die von der Adaxialseite kommenden Gefässbündelchen zusammen).

Der Rippenverlauf im *Fatsia*blatt ist also netzförmig und einigermassen kompliziert, und wenn wir diesen Umstand berücksichtigen, dann wird auch die Ausgleichung der Wuchsstoffmengen in beiden Stielhälften, von der oben schon die Rede war, leichter erklärbar. Trotzdem behält im

grossen und ganzen immer die oben erwähnte Darstellung recht, nach der die äusseren Rippen nach der Adaxialseite des Stiels und die inneren Rippen nach der Abaxialseite hinabwandern.§

5. Polarität des Wuchsstofftransports im Stiel des *Fatsia*blattes

Ich möchte nunmehr auf die Polarität des Wuchsstofftransports im Stiel des *Fatsia*blattes zu sprechen kommen. Über die Polarität des Wuchsstofftransports wurden viele Untersuchungen angestellt und dabei die Feststelltung gemacht, dass in Bezug auf den oberirdischen* Pflanzenteil der Wuchsstoff meistens basipetal transportiert wird in den Wurzeln** jedoch bleibt die Frage noch offen, vielleicht in beiden Richtungen, basipetal und akropetal.

Wie steht es nun in den *Fatsia*blättern? Zur Prüfung dieser Frage verfuhr ich in folgender Weise: Ein in sehr lebhaftem Wachstum begriffener junger Blattstiel wurde abgeschnitten und in fortlaufende Stielstückchen von je einigen Zentimetern Länge zerschnitten. Auf die Schnittflächen, die oberen wie die unteren, wurden Agarplättchen von 3% genau und dicht aufgeklebt; dann legte ich die behandelten Stielstückchen horizontal auf die Glasträger für gewöhnliche mikroskopische Untersuchungen. Um das Austrocknen der Stielstückchen zu vermeiden, brachte ich den Glasträger mit den aufgesetzten Stielstückchen in die

---

§ Bevor ich mit dieser Einsaugungsmethode Erfolg hatte, versuchte ich die Eosinlösung von einer teilweise oder ganz der Länge nach gespaltenen Stielhälfte einsaugen zu lassen, oder ich verwendete auch die Injektionsmethode. In keinem dieser Fälle gelang es mir aber, den Rippenverlauf genau zu erkennen, denn bevor oder nachdem die Gefässbündelchen der betreffenden Stielseite den Insertionsort (Oberende des Stiels) erreichen, färbte sich auch die entgegengesetzte Seite des Stiels oder alle Rippen der Spreite rot, was es sehr erschwerte, den Verlauf der Gefässbündelchen der Rippen zu verfolgen. Bei Einsaugung des Eosin von der Spreitspitze her, ist zu beachten, dass der verzweigte Spreitenteil in der oben erwähnten Weise an der Spitze ein wenig abgeschnitten wird, weil von der intakten Oberfläche der Spreite die Eosinlösung kaum ein[illegible]esogen werden kann (z. B. bei den intakten Blättern 4 Tagen nach der Eintauchung in die Eosinlösung färbt sich die Rippe gar nicht, dagegen bei den die Spitze abgeschnittenen Blättern, färben sich die Rippen schon ein Tag nach der Eintauchung deutlich klar).

* *Avenak[illegible]optile*: (WENT 1928, VAN DER WEIJ 1932, 1934, LAIBACH und KORMANN 193[illegible] [illegible]ST und REISS 1936, 1937); Stengel: *Elaeagnus* (VAN DER WEIJ 1933), *Coleus* (MAI 19[illegible] GOUWENTAG und HELLINGA 1935), *Vicia* (THIMANN und SKOOG 1934, MAI 1934), *P[illegible]aseolus* (MAI 1934), *Pisum* (AVERY 1935), *Heliopsis* (SÖDING 1938), Hypokotyl: *Rar[illegible]anus* (OVERBEEK 1933), *Lupinus* (DIJEKMANN 1934, MAI 1934), *Vicia* (MAI 1934), *Phas[illegible]olus* (MAI 1934).

** Akr[illegible] WENT (*Avena* 1932), THIMANN (*Avena*, *Pisum* 1936); basipetal: CHOLODNY (193[illegible]), NAGAO (*Vicia* mehr basipetal 1936); akropetal und basipetal: GORTER (*Zea* [illegible]), HEIDT (*Sinapis* 1931), JOST (1937).

PETRIsche Schale, deren Boden mit wassergetränktem Filtrierpapier bedeckt wurde. Vor der Verdeckung der Schale tröpfelte ich heisses Wasser auf das Filtrierpapier, um die Stielstückchen vor dem Austrocknen besser zu schützen. Während die Agarplättchen auf der Schnittfläche des Stielstückchens sitzen, krümmen sie sich oft durch die Saugkraft des Stiels und werden infolgedessen sehr dünn und hart. Um dies zu vermeiden, benetztte ich die Agarplättchen von Zeit zu Zeit mit Wassertröpfchen. Nach zweistündiger Auffangsdauer wurde der Wuchsstoff in jedem Agarplättchen mit Hilfe des *Avena*testes bestimmt.

Wie aus Fig. 5 zu ersehen ist, ergibt sich ganz klar, dass der Wuchsstoff mehrfach in den Agarplättchen, die auf der unteren Schnittfläche jedes Stielstückchens sassen, gefunden wird. Das Verhältnis der Wuchsstoffmenge in den beiden Agarplättchen auf der unteren und oberen Schnittfläche ist durchschnittlich 100:15. Bezüglich Fig. 5 finden wir

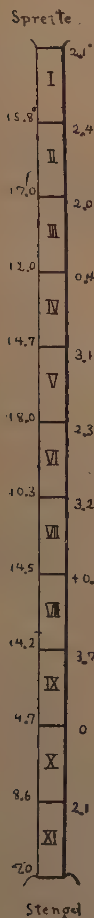


Fig. 5. Wuchsstoffausscheidung aus der oberen und unteren Schnittfläche vom Stielstückchen des *Fatsia*-blattes. Stielstückchen je 2 cm lang, ganze Stiellänge ca. 27 cm.

Eben entfaltetes Blatt, Entwicklungsstadium I (vergleiche YAMANE 1940 S. 125).

Die Zahl der linken Reihe stellt den Grad der Wuchsstoffausscheidung (im Krümmungswinkel der *Avene*koleoptile) aus der unteren Schnittfläche dar, die der rechten Reihe die aus der oberen Schnittfläche.

Durchschnittswert: Obere Schnittfläche (O) 12.9°, untere Schnittfläche (U) 1.9°, O/U=15/100.

Kontrolle: dekapitiert und mit HA^{-7}-Agarwürfelchen 17.5°.

Dakpitiert und ohne Agarwürfelchen 0.5°.

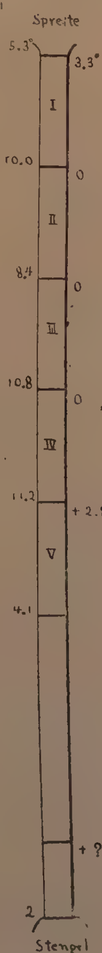


Fig. 6. Wuchsstoffausscheidung aus der oberen und unteren Schnittfläche vom Stielstückchen des *Fatsia*-blattes. Stielstückchen je 3 cm lang, ganze Stiellänge ca. 23 cm.

Sehr junges aber schon voll ausgespreitetes Blatt (Entwicklungsstadium II).

Die Zahl der linken Reihe stellt die Wuchsstoffausscheidung aus der unteren Schnittfläche dar, die der rechten Reihe die aus der oberen Schnittfläche.

nicht nur im durchschnittlichen Wert, sondern auch bei dem Vergleich jedes einzelnen Wertes der unteren Schnittfläche mit jedem Wert der darüberliegenden oberen Schnittfläche, — im extremen Fall vergleiche man den Wert der untersten Schnittfläche (das Basalende des Stiels) und der obersten Schnittfläche (das Apikalende des Stieles), — immer den Beweis für die basipetale Strömung des Wuchsstoffes. Ferner das Vergleichen der beiden Werte der unteren und oberen Schnittfläche von einem einzelnen Stielstückchen zeigt uns klar, dass diese basipetale Polarität selbst in einem kleinen Stielteilchen streng beibehalten ist. Und weiter wenn wir zwei direkt einander benachbarte Stielstückchen nehmen und den Wert der Agarplättchen der beiden Seiten einer Schnittfläche vergleichen (z.B. den Wert der unteren Schnittfläche des I. Stielstückchen mit der oberen Schnittfläche vom II), dann finden wir auch hier eine deutliche Differenz des Wuchsstoffgehaltes, obwohl die beiden Schnittflächen, warauf die Agarplättchen aufgesetzt werden, vor dem Durchschneiden an derselben Fläche dicht aneinander grenzten. Der Wuchsstoff wird viel mehr in dem Agarplättchen, das auf der Basis der oberen Stückchen (I. Stückchen) aufgeklebt ist, gefunden. Dies zeigt uns auch die schwere Bewegung des Wuchsstoffes nach der akropetalen Richtung. Kurz wir können mit Sicherheit schliessen, dass der Wuchsstoff in dem Blattstiel von *Fatsia*, ebenso im kleinen Stielteilchen wie auch in der ganzen Länge, meistens basipetal strömt.*

Diese Polarität wird wiederum in Fig. 6 klarer umrissen, wo der Wuchsstoff in den Agarplättchen an der oberen Schnittfläche sich gar nicht vorfindet, wo er fast ausschliesslich basipetal strömt. In diesem Fall machte das Entwicklungsstadium des Blattes einen kleinen Schritt weiter (Entwicklungsstadium II, siehe YAMANE 1940) als das Blatt in Fig. 5. (Entwicklungsstadium I.). Daraus ist ersichtlich, dass die Polarität mit dem Alter deutlicher hervortritt. Auf diese Beziehung wird auch wiederum in umgekehrter Weise hingewiesen, weil sich in den noch nicht völlig entfalteten jungren Blättern die Polarität unklarer zeigt. Der relative Wert des Wuchsstoffes $\frac{O}{U}$ in den beiden Agarplättchen, die auf die obere und untere Schnittfläche des Stielstückchen aufgeklebt sind, ist dabei viel grösser als bei älteren Blättern (vergleiche Fig. 5 und 6). Dies zeigt Tabelle 8. Diese Unklarheit der Polarität in den sehr jungen Blättern beruht, nach meiner Ansicht, auf dem Wuchsstoffproduktionsvermögen der jungen Blattstiele selbst, welches sie später verlieren, weil die Differenzierung der Funktion mit dem Alter fortschritt, und der Wuchsstoff nur in der Spreite produziert wird. Den indirekten Beweis dafür kann ich aus meiner früheren Arbeit (1940) liefern, wo ich hinwies, dass der junge Stiel

* MAI (1934) fand auch die basipetale Polarität des Wuchsstofftransportes im Blattstiel von *Coleus*.

eine Zeitlang nach der Entfernung der Spreite (der stärkste Produktionsort des Wuchsstoffes) wachsen kann. (Dafür sei noch eine andere Erklärung möglich, nämlich dass man die Wachstumfähigkeit des Stiels nach der Dekapitation auf die Wirkung des übrigbleibenden Wuchsstoffes im Stiel

TABELLE 8. Wuchsstoffgehalt in dem Agarwürfelchen, welches auf die obere und untere Schnittfläche des Stielstückchens (1cm lang) aufgeklebt wird. Die Blätter sind sehr jung und noch nicht völlig entfaltet, und die Polarität tritt nicht deutlich hervor wie bei älteren Blättern.

	Apikalteil des Stiels		Mittelteil des Stiels			Basalteil des Stiels	
	Blatt 1	Blatt 2	Blatt 3	Blatt 4	Blatt 5	Blatt 6	Blatt 7
Stiellänge (in cm)	6.0	4.0	7.5	8.5	15.0	8.5	10.0
Obere Schnittfläche des Stielstückchens (O)	2.5°	5.5°	7.0°	6.0°	3.3°	7.3°	4.5°
Untere Schnittfläche des Stielstückchens (U)	15.0°	17.0°	13.5°	13.8°	12.8°	15.5°	10.6°
Relativer Wert des Wuchsstoffes (O/U)	$\frac{17}{100}$	$\frac{30}{100}$	$\frac{52}{100}$	$\frac{43}{100}$	$\frac{26}{100}$	$\frac{47}{100}$	$\frac{42}{100}$

zurückführen könne, die vor der Dekapitation aus der Spreite nach dem Stiel hin eingeströmt war.) Über die Beziehung des Hervortretens der klaren Polarität mit dem Alter des Blattes konnte ich aber nichts weiter feststellen.

Da der Wuchsstoff von der Spreite nach dem Stiel strömt (YAMANE 1938) und im Stiel der völlig entfalteten jungen Blätter, wie oben erwähnt, abwärts wandert, können wir einwandfrei schliessen, dass in den völlig entfalteten jungen Blättern, nämlich in den jetzt in Betracht kommenden bewegungsfähigen Blättern, die basipetale Polarität in Bezug auf den Wuchsstofftransport beibehalten ist.

6. Besprechung und Schlussfolgerung

Die bisher erwähnten Feststellungen lassen sich wie folgt zusammenfassen: Beim Transversalphototropismus der *Fatsia*blätter, der durch von vorn einfallendes Licht hervorgerufen wird, verteilt sich der Wuchsstoff mit Hilfe des Rippenverlaufs im Blatt und unterstützt durch die Polarität des Transports (in der Spreite (AVERY 1935) und im Stiel) im Stiel ungleichmässig; wenn nämlich die Spitze der Spreite dem Fensterlicht zugewandt ist, wird der Wuchsstoff durch die äusseren Rippen mehr nach der Adaxialseite des Stiels geliefert, wenn dagegen die Basis dem Licht zugewandt ist, wird mehr Wuchsstoff durch die inneren Rippen nach der Abaxialseite gesandt. Wenn wir auch zu dieser Feststellung kommen, so

bleibt nun doch noch zu fragen, wie das auf die Spreite von vorn schräg einfallende Licht solche Veränderung der Wuchsstoffverteilung im Stiel hervorrufen kann.

Hierbei müssen wir uns an WIESNERs alte Feststellung erinnern, dass der Transversalphototropismus der Laubblätter nur im diffusen Licht allein hervorgerufen werden kann, nie aber unter dem direkten Sonnenlicht (1880). Diese Tatsache ist für die Aufklärung des Problems von Wichtigkeit, weil nur durch schräg von vorn einfallendes diffuses Licht die wagerechte Spreite in den Querzonen ungleichmässige Lichtverteilung erhalten kann. Wenn diffusee Licht von der Spitze der Spreite einfällt, muss die Helligkeit auf der Spreite an der Spitze am grössten sein und nach der Basis allmählich dunkler werden, wenn dagegen das Light von der Basis herkommt, dann ist es im basalen Teil am hellsten und wird nach der Spitze allmählich dunkler. So entsteht das Helligkeitsgefälle durch von vorn in Richtung der Längsachse der Spreite einfallendes Fensterlicht (diffuses Licht). Allgemein gesagt, muss eine vor dem Fenster stehende wagerechte Spreite, gleichgültig ob ihre Längsachse zum Fenster senkrecht oder parallel steht, immer auf ihrer Oberfläche ein Helligkeitsgefälle erhalten; dabei ist es selbstverständlich, dass der dem Fenster zugewandte Teil heller wird. In der Tat beobachtete RAYDT doppelt so viel Helligkeit in der dem Fenster zugewandten Flanke wie in der entgegengesetzten. Im meinen Versuchen wird die Pflanze in einen Versuchskasten gestellt, dessen Vorderwand gegen das Fenster zu weit offen ist, sodass die Spreite dort auf ihrer Oberfläche ein Helligkeitsgefälle erhalten muss.

Weiter prüfte ich diese Beziehung mittels Selen-Photozelle nach, einmal in dem Versuchskasten vor dem Fenster, ein anderesmal im Dunkelzimmer unter Verwendung von diffusem Licht von elektrischer Lampe

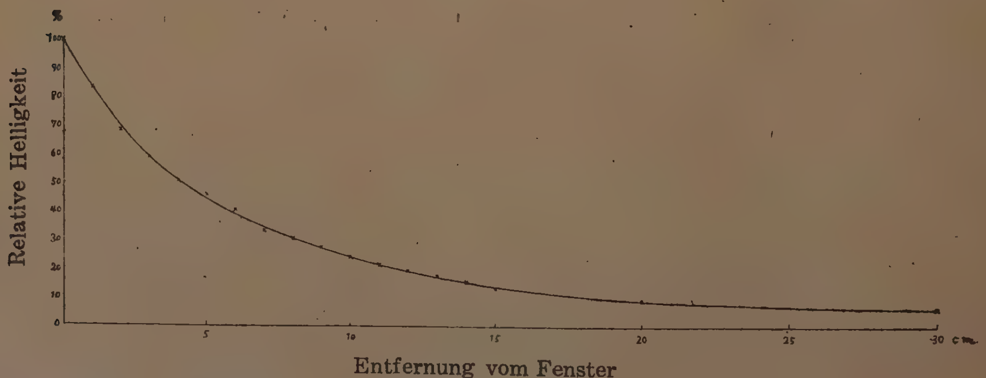


Fig. 7. Helligkeitsgefälle in dem Versuchskasten unter diffusem Fensterlicht. Fenstergrösse des Versuchskastens 20 cm (Breite) × 40 cm (Höhe).

durch Wechsel der Entfernung zwischen Photozelle und der Lichtquelle. Ein Resultat ist beispielsweise mit Figur gezeigt (Fig. 7) die die Richtigkeit des oben gesagten Verhältnisses der Lichtverteilung nochmal beweist.

Aus dem oben Erwähnten können wir einwandfrei schliessen, dass der Spitzeteil der Spreite am hellsten und der Basisteil am dunkelsten ist, wenn die Spitze der Spreite (unter diffusem Licht) dem Fenster zugewandt ist, und ganz analog aber in umgekehrter Weise der Basisteil heller als der Spitzenteil, wenn die Basis der Spreite dem Fenster zugewandt ist.

Denken wir nun an die ungleiche Lichtverteilung auf der Spreite, dann wird es klar, dass der hier diskutierte Transversalphototropismus auf die vertikal-phototropische Bewegung zurückgeführt werden muss, die durch die ungleichmässige Lichtverteilung in der Querzone der Lamina ausgelöst wird, indem in beiden Fällen die Bewegungen durch Veränderung der Wuchsstoffverteilung im Stiel ausgelöst werden. Für die transversalphototropische Bewegung des Blattes, dessen Spreitespitze dem Fenster zugewandt ist, stimmt unsere Auffassung ganz mit der beobachteten vertikalen Abwährtsbewegung überein, der Senkung der Spreite, die durch deren Basisbeschattung ausgelöst wird. Die transversalphototropische Bewegung des Blattes wird in diesem Fall nämlich so aufgefasst, dass unter dem von vorn einfallenden diffusen Licht die Basis der Spreite dunkler wird als die Spitze, weshalb der Wuchsstoff durch die äusseren Rippen, die in der Basis der Spreite liegen, mehr nach der Adaxialseite des Stiels gesandt wird, weil die äusseren Rippen eben dort verlaufen. Demgemäss wächst der Stiel notwendig in der Adaxialseite stärker als in der entgegengesetzten, infolgedessen senkt sich zwangsläufig die Spreite so lange bis sie die transversalphototropische Lage erreicht hat. Wird aber die transversalphototropische Lage einmal erreicht, dann muss das Helligkeitsgefälle auf der Spreite verschwinden, weil dann die Spreite sich (im idealen Fall) senkrecht zum hereinkommenden diffusen Licht stellt und damit gleichmässig beleuchtet wird. Daher finden die Blätter dort eine stabile Lichtlage, nämlich die Lage, in der die Blätter das von vorn einfallende diffuse Licht in seiner maximalen Stärke geniessen können. In dieser stabilen Lichtlage (WIESNERs fixe Lichtlage) ist der Reiz, der die transversalphototropische Bewegung auslösen kann, nicht mehr vorhanden, denn dieser war ja nichts anderes als das Helligkeitsgefälle auf der Spreite.

Ganz in derselben Weise wird die transversalphototropische Bewegung des Blattes aufgefasst, wenn seine Spreitebasis dem Fenster zugewandt ist. Diesmal entspricht die Bewegung einer vertikalen phototropischen Bewegung aufwärts, also der Hebung des Blattes. Die Spreite wird an der Spitze dunkler als an der Basis, infolgedessen wird der Wuchsstoff durch die inneren Rippen mehr nach der Abaxialseite des Stiels geliefert, was notwendig die Hebung der Spreite bis zur Erreichung der transversal-

phototropischen Lage und somit die gleichmässige Lichtverteilung bewirkt. Wir verstehen also auch in diesem Fall die physiologische Identität beider phototropischen Bewegungen.

Neuerdings hat YIN (1941) in seiner Arbeit über die epinastische Bewegung des Blattes von *Carica papaya,* die ich nach Beendigung meines vorliegenden Versuches vorfand, mitgeteilt, dass bei der epinastischen Bewegung der Wuchsstoff mehr in der Adaxialseite des Stiels gefunden wird; gleichzeitig fand er, dass die basalen Rippen in die Adxialseite des Stiels und die im apikalen Teil der Lamina liegenden Rippen in die Abaxialseite münden. Also muss die epinastische Bewegung der Blätter in diesem Fall meiner Ansicht nach in die Kategorie der vertikalen Bewegungen eingeordnet werden, die durch Veränderung der Wuchsstoffverteilung im Stiel ausgelöst wird.

Die Veränderungen in der Reaktionsweise der transversalphototropischen Bewegungen bei Durchschneiden der Rippen, von denen oben schon die Rede war, sind folgendermassen zu erklären. Im Fall der Spitzenlichtlage (das heisst, wenn die Spitze der Spreite dem Licht zugewandt ist) wird bei Durchschneiden der äusseren Rippen trotz gesteigertem Wuchsstofflieferungsvermögen des basalen Teils der Spreite kein Übergewicht in der Adaxialseite erzielt, wenn das Transportvermögen der durchgeschnittenen äusseren Rippen von dem der intakten inneren Rippen überwogen wird, nämlich die Aufrichtung der Spreite, obwohl die Spitze dem Fenster zugewandt ist. Hingegen wird durch das Durchschneiden der inneren Rippen die Senkung der Spreite unter denselben Lichtverhältnissen (Spitzenlichtlage) mehr oder weniger gefördert, indem die Differenz in der Wuchsstoffmenge zwischen Adaxial- und Abaxialseite sich vergrössert, einerseits durch das gesteigerte Transportvermögen der äusseren Rippen und andererseits durch Störung des Wuchsstofftransports in den inneren Rippen. Im Fall der Basislichtlage (wenn die Basis der Spreite dem Licht zugewandt ist) ist die Sache genau umgekehrt; die Aufrichtung der Spreite wird durch Durchschneiden der äusseren Rippen gefördert, indem die Differenz in der Wuchsstoffmenge zwischen Abaxial- und Adaxialseite sich vergrössert, einerseits wegen des gesteigerten Wuchsstofftransports in den inneren Rippen, andererseits wegen der Störung des Wuchsstofftransports in den äusseren Rippen. Hingegen wird durch das Durchschneiden der inneren Rippen diesmal das Stillstehen oder die Senkung der Spreite bewirkt, indem der Wuchsstofftransport in den inneren Rippen durch den in den intakten äusseren Rippen ausgeglichen oder oft übertroffen wird, obgleich die Spitze dunkler ist.

Die Reizwirkung der Lichtrichtung, die man bisher als die direkte Ursache des Transversalphototropismus angesehen hat, wird in der oben erwähnten Weise auf das Helligkeitsgefälle auf der Spreitenoberfläche

zurückgeführt, zumindest bezüglich des von vorn einfallenden diffusen Lichts. Dies Resultat stimmt ganz mit der Auffasung über den Phototropismus der radiälen Organe überein, wobei die auslösende Wirkung des Lichtes durch den Helligkeitsunterschied zwischen der Licht- und Schattenflanke des Organs erklärt wird. Wir müssen hierbei nicht übersehen, dass in den parallelotropen (orthotropen) Organen sich die Längsachse des Organs (im idealen Fall) schliesslich parallel zur Lichtrichtung stellt, weshalb diese parallelotrop genannt werden, hingegen stellen sich in den dorsiventralen Organen, z.B. in den Laubblättern, sowohl die Längsachse als auch die Querachse transversal zur Lichtrichtung und werden demgemäss dem Licht transversal. Trotz dieses Unterschiedes wird die Bewegung in beiden Fällen durch die ungleiche Verteilung des Lichtes in dem Organ hervorgerufen und bezweckt, die stabile Lichtlage zu finden, in dem es gleichmässige Lichtverteilung geniesst. Die transversale Lage der Spreite hängt also in diesem Fall nicht mit der physiologischen Ungleichwertigkeit der parallelotropen Organarten zusammen, sondern ist von deren Konstruktion bedingt, insbesondere von der einander ortlichen Beziehung zum Perzeptionsort des Reizes und zum Reaktionsort der Bewegung.

Lange hat man die transversalphototropische Bewegung der Laubblätter nur vom Standpunkt der Zweckmässigkeit angesehen und sie als sehr nützlich betrachtet und gleichzeitig die Unsensibilität des Blattes gegen das direkte Sonnenlicht auch als eine zweckmässige Eigenschaft aufgefasst, indem einerseits das Blatt die maximale Lichtwirkung geniesst und doch andererseits vor zu starkem direktem Sonnenlicht ausweichen kann. Aber physiologisch gesehen, bleibt diese Denkweise dennoch etwa teleologisch und befriedigt uns nicht, weil sie den Mechanismus der Bewegung in keiner Weise berücksichtigt, während wir heute die Bewegung kausal erklären müssen. Im Fall des schräg einfallenden diffusen Lichts erklären wir den Mechanismus also in der bereits erwähnten Weise, während wir die Unsensibilität des Blattes gegen das direkte Sonnenlicht so auffassen, dass infolge der schrägen Beleuchtung durch das direkte Sonnenlicht kein Helligkeitsgefälle auf der wagerechten Spreite entstehen kann, da ja das direkte Sonnenlicht aus parallelen Strahlen besteht. Wir können also sagen, dass durch die Unsensibilität des Blattes gegen das direkte Sonnenlicht umgekehrt die Richtigkeit unserer oben erwähnten Auffassung vom Transversalphototropismus bei diffusem Licht indirekt bewiesen wird!

Es darf aber hierbei nicht übersehen werden, dass in der Natur, besonders im Wald die partielle Beleuchtung der Spreite durch das schräg einfallende direkte Sonnenlicht die Ursache der transversalphototropischen Bewegung sein kann. Denn, z.B. muss durch den partiellen Einfall des direkten Sonnenlichtes am Spitzenteil der Spreite die Senkung der Spreite,

und andererseits durch den an dem Basisteil die Aufrichtung ausgelöst werden, und in den beiden Fällen wird die transversalphototropische Lage realisiert. In der Tat, wie im Fall von *Fatsia japonica,* die ein Strauch ist und unter den Bäumen dicht gedeiht und deren grosse Blätter einander bedecken und gleichzeitig durch das vom Waldrand oder durch die Baumkrone hereinkommende direkte Sonnenlicht partiell beleuchtet werden, tritt diese Erscheinung, die transversalphototropische Bewegung durch die partielle Beleuchtung des direkten Sonnenlichtes, am deutlichsten hervor. Doch wird auch dieser Fall ohne weiteres durch das oben Gesagte erklärt, weil dabei die Spreite selbst auch in direktem Sonnenlicht ungleiche Lichtverteilung erhalten kann.*

Obwohl in der vorliegenden Arbeit die wichtige Frage, warum der etwas hellere Teil der Spreite ein höheres Wuchsstofftransportvermögen besitzt, nicht aufgeklärt ist, glaube ich trotzdem, dass wir in unseren Untersuchungen über einen speziellen Fall des Transversalphototropismus einen Schritt weiter gekommen sind, indem die seit lange rätselhaft gebliebene Reizwirkung der Lichtrichtung auf die ungleiches Verteilung des Lichtes auf der Spreite zurückgeführt werden konnte, welche ihrerseits die ungleiche Wuchsstoffverteilung im Stiel verursacht. Für die Erfassung des Transversalphototropismus im allgemeinen aber werden weitere Untersuchungen erforderlich sein, weil unter schräger Beleuchtung aus der Flankenrichtung die Torsion des Stiels hervorgerufen und erst dadurch die transversalphototropische Lage ermöglicht wird und wir über den Mechanismus dieser Torsion, besonders bezüglich der Reizleitung, noch sehr wenig orientiert sind.

7. Zusammenfassung

1. Ein spezieller Fall von transversalphototropischen Bewegungen der *Fatsia*blätter, deren wagerechte Spreiten durch von vorn einfallendes diffusses Licht schräg beleuchtet werden, wird vom Standpunkt der Wuchsstofftheorie untersucht.

2. Die wagerechte Spreite erreicht die transversalphototropische Lage, wenn die Spitze dem Fenster zugewandt ist, durch Sekung, wobei der Stiel adaxial-konvex wird und der Wuchsstoff mehr in der Adaxialseite gefunden wird (Ad.: Ab.=66.4:33.6); wenn hingegen die Basis der Spreite dem Fenster zugewandt ist, wird die transversalphototropische Lage durch

* Bei der WIESNERschen Feststellung über die Unsensibilität der Laubblätter gegen das direkte Sonnenlicht liegt die Sache anders, nämlich die Blätter werden dabei voll von dem direkten Sonnenlicht gleichmässig schräg beleuchtet, stellen sich in vollem direkten Sonnenlicht und erhalten demgemäss auf die Spreiteoberfläche kein Helliggkeitgefälle.

die Aufrichtung der Spreite realisiert, wobei der Stiel abaxial-konvex wird, und der Wuchsstoff sich mehr in der Abaxialseite findet (Ad.: Ab.=35.4: 64.6).

3. Die transversalphototropischen Bewegungen beider Arten werden durch Durchschneiden der Rippen verändert, indem bei Durchschneiden der inneren Rippen die Aufrichtung gestört, jedoch bei Durchschneiden der äusseren Rippen die Senkung gestört wird. Dies deutet stark auf den innigsten Zusammenhang zwischen der Bewegung und dem Verlauf jeder einzelnen Rippe, und gleichzeitig darauf hin, dass der Transport des Reizes, der nichts anderes als der Wuchsstoffstrom ist, durch die Rippen geleitet wird.

4. Dem Rippenverlauf im Stiel wird mittels Farbenmethode anatomisch nachgespürt, und es ergibt sich, dass die inneren Rippen nach der Abaxialseite des Stiels, die äusseren Rippen nach der Adaxialseite und die dazwischen liegenden nach den seitlichen Teilen zulaufen. Gleichzeitig wird auch gefunden, dass die Rippen in jeder Längshälfte der Spreite auch im Stiel meistens in dieselbe Seite münden, wobei aber jede Rippe sich teilweise verzweigt oder nach der entgegengesetzten Seite geht. Der Rippenverlauf im Stiel ist also netzförmig und einigermassen kompliziert. Dieses Verhalten der Rippen wird auch durch Wuchsstoffuntersuchungen bestätigt.

5. Die Polarität des Wuchsstofftransportes im Blatt kommt zur Untersuchung und das Resultat ergibt die basipetale Polarität mittels *Avena*test.

6. Der Helligkeitsunterschied in der Querzone der Spreiteoberfläche, die man vor das Fenster wagerecht gelegt, ist mittels Selen-Photozelle gemessen und daraus wird festgestellt, dass der dem Fenster zugewandte Teil im Vergleich mit dem entgegengesetzten immer heller ist.

7. Die Reizwirkung der Lichtrichtung, die mit der Vermittelung der Veränderung der Wuchsstoffverteilung im Stiel die transversalphototropische Bewegung auslöst, wird diskutiert und auf den Helligkeitsunterschied in der Querzone der Spreite zurückgeführt. Das führt zur Feststellung, dass die lange rätselhaft gebliebene transversalphototropische Bewegung, die durch das von vorn einfallende Licht ausgelöst wird, physiologisch gesehen, nichts anderes ist als die vertikalphototropische Bewegung, die durch die ungleiche Lichtverteilung in den Querzonen der Lamina hervorgerufen wird.

8. Aus dem oben Erwähnten wird der Transversalphototropismus der *Fatsia*blätter, deren Spreitenspitze dem Fenster zugewandt ist, so erklärt, dass das vom Fenster her schräg einfallende, meistenteils diffuse Licht, ein Helligkeitsgefälle auf der Spreite erzeugt. Infolgedessen wird die Basis der Spreite notwendig dunkler und demgemäss der Wuchsstoff

durch die äusseren Rippen mehr nach der Adaxialseite des Stiels geliefert, weil die äusseren Rippen in diese münden. Folglich wächst die Adaxialseite des Stiels stärker als die Abaxialseite, und der Stiel wird notwendig adaxialkonvex, sodass die Senkung der Spreite zwangsläufig ausgelöst wird. In dieser Weise erreicht das Blatt durch Senkung der Spreite die transversalphototropische Lage, im idealen Fall stellt sich die Spreite dem einfallenden diffusen Licht senkrecht entgegen, also die Lage, in der das Blatt das diffuse Licht in seiner maximalen Stärke geniessen kann. Wenn das Blatt die transversalphototropische Lage eimal erreicht hat, ist kein Grund mehr vorhanden, die Bewegung fortzusetzen, weil das Blatt nun gleichmässige Beleuchtung erhält. Infolgedessen wird die stabile Lichtlage (WIESNERs fixe Lichtlage) eingenommen und der Transversalphototropismus realisiert.

Ist die Basis der Spreite dem Fenster zugewandt so, wird der Transversalphototropismus durch Aufrichtung realisiert, indem der apikale Teil der Spreite dunkler und der Wuchsstoff durch die inneren Rippen mehr nach der Abaxialseite gesandt wird; dies löst die Aufwärtsbewegung aus, die das Blatt zur transversalphototropischen Lage führt.

Diese Arbeit wurde auf Anweisung und unter Leitung von Herrn Prof. Dr. H. NAKANO ausgeführt, und es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer an dieser Stelle meinen besten Dank auszusprechen. Ich möchte hier auch Mombusho-Kagakushoreikin" für die teilweise finanzielle Unterstützung meinen Dank aussprechen.

SHICHIKŌ-ZŌSHIKAN (7. STAATLICHES OBERGYMNASIUM)
ZU KAGOSHIMA

Literatur

AVERY, J. R. G. S. (1935): Differential distribution of a phytohormone in the developing leaf of *Nicotiana* and its relation to polarized growth. Bull. Torrey Bot. Club. **62.** 313, zitiert nach BOYSEN JENSEN, AVERY & BURKHOLDERS "Growth hormones in plants" S. 93 und nach WENT & THIMANNS "Phytohormones" S. 91.

BOYSEN JENSEN, P. (1910): Über die Leitung des phototropischen Reizes in *Avena*-Keimpflanzen. Ber. deutsch. bot. Ges. **28.** S. 118.

——— (1935): Die Wuchsstofftheorie und ihre Bedeutung für die Analyse des Wachstums und der Wachstumsbewegungen der Pflanzen. Jena.

BOYSEN JENSEN, P., AVERY, J. R. G. S. und P. R. BURKHOLDER. (1936): Growth hormones in plants. New York and London.

BOYSEN JENSEN, P. (1936): Über die Verteilung des Wuchsstoffes in Keimstengel und Wurzel während der phototropischen und geotropischen Krümmung. Det. Kgl. Danske Videnskabernes Selskab Bio. Med. **13.** 1.

CHOLODNY, N. (1934): Über die Bildung und Leitung des Wuchshormones bei Wurzeln. Planta. **21.** 519.

COOPER, W. C. (1936): Transport of root-forming hormones in woody cuttings. Plant Physiology. **11.** 779, zitiert nach "Phytohormones" S. 91.

DARWIN, CH. (1880): The power of movement in plants. S. 438. London.

DIJEKMAN, M. J. (1934): Wuchsstoff und geotropische Krümmung bei *Lupinus*. Rec. trav. bot. néerl. **31.** 391.

FISCHNICH, O. (1935): Über den Einfluss von β-indolylessigsäure auf die Blattbewegungen und die Adventivwurzelbildung von *Coleus*. Planta. **24.** 552.

FRANK, A. B. (1870): Die natürliche wagrechte Richtung von Pflanzenteilen. Leipzig, zitiert nach BENECKE-JOSTS "Pflanzenphysiologie" Bd. II. S. 306.

——— (1873): Zur Frage über Transversal-Geo- und Heliotropismus. Bot. Zeit. **41.** 17, 33, 49.

GORTER, C. J. (1937): On the occurence of growth-accelerating and retarding substances. Proc. Kon. Akad. Wetensch. Amsterdam **30.** 728, zitiert nach "Phytohormones" S. 147.

HABERLANDT, G. (1904): Die Perzeption des Lichtreizes durch das Laubblatt. Ber. deutsch. bot. Ges. **22.** 102.

——— (1924): Physiologische Pflanzenanatomie. 6. Aufl.; weitere Literaturen über das Lichtperzeptionsvermögen der Epidermiszellen finden wir in der Anmerkungen S. 588–593.

HEIDT, K. (1931): Über das Verhalten von Explantaten der Wurzelspitze in nährstoffreier Kultur. Arch. Exp. Zellforsch. **11.** 693, zitiert nach "Phytohormones" S. 147.

JOST, L. und E. REITZ. (1936): Zur Physiologie der Wuchsstoffe. II. Zeitschr. f. Bot. **30.** 335.

——— (1937): Zur Physiologie der Wuchsstoffe. III. Ebenda. **31.** 65.

JOST, L. (1937): Über Wuchsstoff. Ebenda. **31.** 95.

KASTENS, E. (1924): Beiträge zur Kenntnis der Funktion der Siebröhren. Mitt. Inst. allg. Bot. Hamburg. **6.** 33, zitiert nach W. A. ZIMMERMANN (1936).

KÖGL, F., A. J. HAAGEN-SMIT und H. ERXLEBEN. (1933): Über ein Phytohormon der Zellstreckung. Zeitschr. physiol. Chemie. **214.** 241.

KÖGL, F. und H. ERXLEBEN. (1934): Über die Konstitution der Auxin a und b. Ebenda. **227.** 51.

KÖGL, F., H. ERXLEBEN und A. J. HAAGEN-SMIT. (1934): Über die Isolierung der Auxin a und b aus pflanzlichen Materialien. Ebenda. **225.** 215.

KÖGL, F., A. J. HAAGEN-SMIT und H. ERXLEBEN. (1934): Über den Einfluss der Auxin auf das Wurzelwachstum und über die chemische Nature der Auxin der Graskoleoptile. Ebenda. **228.** 104.

KNIEP, H. (1907): Über die Lichtperzeption der Laubblätter. Biol. Zentralbl. **27.**

KRABBE, G. (1889): Zur Kenntnis der fixen Lichtlage der Laubblätter. Jahrb. f. wiss. Bot. **20.** 347.

LAIBACH, F. und P. KORMANN. (1933): Zur Frage des Wuchsstofftransportes in der Haferkoleoptile. Planta. **21.** 396.

LAIBACH, F. und O. FISCHNICH. (1936): Die Wuchsstoffleitung in der Pflanzen. I. Planta. **25.** 649.

MAI, G. (1934): Korrelationsuntersuchungen an entspreiteten Blattstielen mittels lebender Orchideenpollinien als Wuchsstoffquelle. Jahrb. f. wiss. Bot. **79.** 681.

MICHENER, H. D. (1935): Effects of ethylene on plant growth hormone. Science. **82.** 55.

NAGAO, M. (1936): Studies on the growth hormones of plants. I. The production of growth substance in root tips. Rep. Tōhoku Imp. Univ. **10.** 721.

NAUNDORF, G. (1940): Untersuchungen über den Phototropismus der Keimwurzel von *Helianthus annuus*. Planta. **30**. 640.

NORDHAUSEN, M. (1910): Über die Perzeption der Lichtrichtung durch die Blattspreite. Ztschr. Bot. **2**, zitiert nach PRINGSHEIMS "Reizbewegungen der Pflanzen".

OVERBEEK, J. VAN. (1933): Wuchsstoff, Lichtwachstumsreaktion und Phototropismus bei *Raphanus*. Rec. trav. bot. néerl. **30**. 537.

PRINGSHEIM, E. G. (1912): Reizbewegungen der Pflanzen. Berlin.

RAWITSCHER, F. (1935): Geotropismus der Pflanzen. Jena.

RAYDT, G. (1925): Über die Bewegung euphotometrischer Laubblätter. Jahrb. f. wiss. Bot. **64**. 731.

SCHLENKER, G. (1937): Die Wuchsstoffe der Pflanzen. Berlin.

SCHWENDENER, S. und K. KRABBE. (1892): Untersuchungen über die Orientierungstorsion der Blätter und Blüter. Abh. Akad. Wiss. Berl. Math.-Natw. Kl. Abt. 1. 1, zitiert nach BENECKE-JOSTS "Pflanzenphysiologie" II. 307 (1924) und nach RAWITSCHERS "Geotropismus der Pflanze".

SIERP, H. (1915): Die Internodiumtorsion der Pflanzen mit dekussierter Blattstellung. Jahrb. f. wiss. Bot. **55**. 343, zitiert nach BENECKE-JOSTS "Pflanzenphysiologie" II und nach RAWITSCHERS "Geotropismus der Pflanzen".

SÖDING, H. (1932): Hormone und Pflanzenwachstum. Beih. Bot. Centbl. **59**. 496, zitiert nach ZIMMERMANN (1936).

——— (1938): Wuchsstoffbildung und Wuchsstoffverteilung in der Kompositenstande *Heliopsis lalvis* in Laufe einer Vegetationsperiode. Flora. **32**. 425.

THIMANN, K. V. (1936): Auxin and the growth of roots. Amer. Journ. Bot. **23**. 561.

THIMANN, K. V. and F. SKOOG. (1934): On the inhibition of bud development and other functions of growth substance in *Vicia Faba*. Proc. Roy. Soc. B. **114**. 317, zitiert nach "Phytohormones".

VÖCHTING, H. (1888): Über die Lichtlage der Laubblätter. Bot. Zeit. **46**. 501, 517, 533 und 549.

WEIJ, VAN DER. (1932): Der Mechanismus des Wuchsstofftransportes. Rec. trav. bot. néerl. **29**. 379.

——— (1934): Der Mechanismus des Wuchsstofftransportes. II. Ebenda. **31**. 810.

——— (1933): Über den Wuchsstoff bei *Elaeagnus angustifolius*. Proc. Kon. Akad. Wetensch. Amsterdam. **36**. 760, zitiert nach "Phytohormones" 97.

WENT, F. W. (1928): Wachstum und Wuchsstoff. Rec. trav. bot. néerl. **25**. 1.

——— (1932): Eine botanische Polaritätstheorie. Jahrb. f. wiss. Bot. **76**. 528.

WENT, F. W. und K. V. THIMANN. (1937): Phytohormones. New York.

WIESNER, J. (1878, 1880): Die heliotropischen Erscheinungen im Pflanzenreich. 1 und 2. Denkschr. d. Wiener Akad. **39** und **43**., zitiert nach PRINGSHEIM (1912), 182 u.a.

——— (1899): Über die Formen der Ampassung des Laubblattes an die Lichtstärke. Biol. Zbl. **19**. 1.

YAMANÉ, G. (1938): Untersuchungen über die phototropische Bewegung der Laubblätter von *Fatsia japonica*. Bot. Mag. Tokyo. **52**. 24.

——— (1938): Über die Beziehung zwischen der Bewegung der Laubblätter von *Fatsia japonica* und der Wuchsstoffwirkung. Ebenda. **52**. 82.

——— (1939): Die Wuchsstoffverteilung in den euphotometrischen Blättern von *Fatsia japonica*. Ebenda. **53**. 102.

——— (1940): Über den positiven und negativen Phototropismus von Laub-

blättern der *Fatsia japonica* in Zusammenhang mit der Wuchsstoffwirkung. Ebenda. **54**. 117.

——— (1941): Untersuchungen über die vertikalen phototropischen Bewegungen der Laubblätter von *Fatsia japonica* vom Standpunkt der Wuchsstofflehre. Jap. Journ. Bot. **11**. 305.

YIN, H. C. (1941): Studies on the nyctinastic movement of leaves of *Carica papaya*. Amer. Journ. Bot. **28**. 250.

ZIMMERMANN, W. A. (1936): Untersuchung über die räumliche und zeitliche Verteilung des Wuchsstoffes bei Bäumen. Zeitschr. f. Bot. **30**. 209.

Erklärung der Tafel VI.

Fig. 1. Transversalphototropische Lage des *Fatsia*blattes, dessen Spitze dem Fenster zugewandt ist.

Fig. 2. Transversalphototropische Lage des *Fatsia*blattes, dessen Basis dem Fenster zugewandt ist.



Fig. 1.



Fig. 2.

Über die Mykorrhizenbildung der Leguminosen-Pflanzen*

Von Toichi ASAI

Mit Tafel VII, 5 Textfiguren und 6 Tabellen

(Eingegangen am 10. Januar 1944)

Einleitung

Während der Untersuchung über die Allgemeinheit der Mykorrhizenbildung habe ich an verschiedenen zu den Leguminosen gehörenden Pflanzen die endotrophe Mykorrhiza aufgefunden(1) und bin neuerdings nach eigener Feststellung an einigen Pflanzen zur Ansicht gelangt, dass die Leguminosen auch schon die typischen mykorrhizatragenden Pflanzen darstellen.(2)

An den Wurzeln der Leguminosen sind bekanntlich die Wurzelknöllchen ausgebildet, und die Knöllchenbakterien, die in deren Zellen vorkommen, waren schon 1888 von BEIJERINK isoliert und ihre Beziehung zur Luftstickstoffbindung klar gemacht worden.(3) Seitdem sind die Untersuchungen auf diesem Gebiet von verschiedenen Seiten immer mehr mit grossem Interesse fortgeführt worden. Wir hatten aber bis vor kurzem über die Mykorrhizenbildung und ihre Bedeutung für das Pflanzenleben keine sichere Erkenntnis. Ich habe diesbezüglich schon experimentell klar machen können, dass diese Symbiose für das Wachstum der Wirtspflanze bedeutungsvoll ist, indem der Wurzelpilz den höheren Pflanzen nicht nur den Baustoff liefern, sondern sich auch an der Wachstumsregulierung der Wurzel beteiligen dürfte. Die Ausbildung des Wurzelknöllchens bei Leguminosen hängt vom Entwicklungszustand der Wurzel ab, welcher gleichzeitig in enger Beziehung zu der Mykorrhizenbildung steht; so wird die Wurzel nicht genügend mit Knöllchen besetzt, wenn die

---

* Mitteilung aus dem Botanischen Laboratorium der Fünften Höheren Schule zu Kumamoto.

(1) ASAI, T. Über das Vorkommen und die Bedeutung der Wurzelpilze in den Landpflanzen. Japan. Journ. Bot. 7, 108, 1934.

(2) ASAI, T. Die Bedeutung der Mykorrhiza für das Pflanzenleben. Japan. Journ. Bot. 12, 359, 1943.

(3) BEIJERINCK, M. Die Bakterien der Papilionaceen-Knöllchen. Bot. Ztg. 46 724, 1888.

Pflanze keine Mykorrhiza trägt, dagegen schadet es nicht der normalen Entwicklung der Leguminosen-Pflanzen, wenn die Knöllchen auch nicht vorkommen, aber nur die Pflanze die Mykorrhiza allein ausbildet. Danach dürften wir wohl diese Frage über die Mykorrhiza der Leguminosen mit Recht als ein wertvolles und anziehendes ökologisches Problem ansehen.

Ich möchte hier Herrn M. YAMASHIRO für seine getreue Hilfe bei dieser Arbeit meinen herzlichen Dank aussprechen, gleichzeitig danke ich auch für die Unterstützung von Seiten des Unterrichtsministeriums in der Durchführung dieser Arbeit.

Die Allgemeinheit der Mykorrhizenbildung bei den Leguminosen

Das Vorkommen der Mykorrhiza bei den Leguminosen-Pflanzen selbst war bisher wenig bekannt,[1] geschweige denn ihre physiologisch-ökologische Bedeutung. Doch ist diese Erscheinung in der Natur allgemein verbreitet, und ihr Vorkommen wird im weiteren Umfang als das Bakterienknöllchen ausgelegt, dessen Ausbildung viel von der Pflanzenart oder dem Standort abhängt. Ich habe vor mehreren Jahren zuerst die Mykorrhiza bei einigen Arten von Leguminosen gefunden und nachfolgend dieselbe

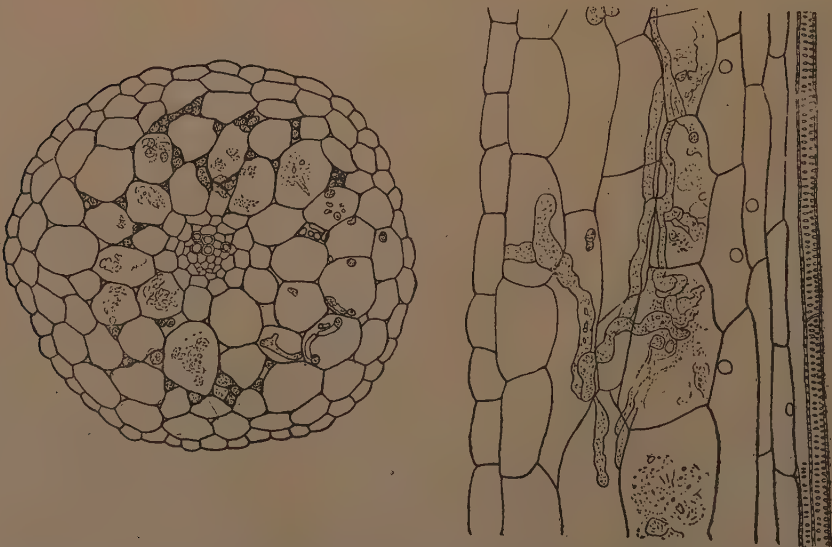


Fig. 1. Die Mykorrhiza von *Sophora angustifolia*. Links Querschnitt, Pilzfäden zahlreich in den Interzellularen, Vergr. 260-fach; rechts Längsschnitt, eine Seite der Wurzelrinde, Vergr. 240-fach.

(1) JONES, F. R. A mycorrhizal fungus in the roots of legumes and some other plants. Journ. Agric. Res. 29, 159, 1924.

an 50 Arten aus 30 Gattungen dieser Familie beobachtet, die von sehr verschiedenen Standorten gesammelt wurden. Alle diese Pflanzen waren immer mit gut entwickelten Mykorrhizen über das ganze Wurzelsystem versehen, wenn auch ihre Wurzeln mit Bakterienknöllchen gar nicht besetzt waren. Für das Lebensverhältnis des Wurzelpilzes besteht hierbei auch kein Unterschied von den gewöhnlichen; die Pilze wohnen in dem Rindengewebe um den Zentralzylinder und durchziehen die Wurzelhaarzone der dünnen Wurzel vom Durchmesser 0.3–0.7 mm. In den Zellen wird später der grösste Teil von Myzelien aufgelöst, aber ein kleiner Teil von denselben bleibt immer fadenförmig übrig, und ein anderer Teil durchzieht längsläufig die Interzellularräume. Die Pilzfäden sind etwas dicker und öfters erreichen sie 0.6–0.7μ im Durchmesser.

Die Leguminosen bilden eine grosse Pflanzengruppe, die etwa 12000 Spezies umfasst, und ihre Wurzelstruktur wurde bisher häufig zur mikroskopischen Untersuchung herangezogen, aus dem Umstand, dass sie in den meisten Fällen mit Bakterienknöllchen besetzt sind; aber es lässt vielmehr wundernehmen, dass eine so allgemeine Erscheinung der Mykorrhizenbildung für sehr lange Zeitfrist unbeachtet geblieben war. Der Grund dafür mag vielleicht darin liegen, dass die Mykorrhiza kein klares äusserliches Merkmal hat, womit sie sich von den pilzfreien Wurzeln anschaulich unterscheidet, und dass das pilzbewohnte Rindengewebe, worin die Myzelien in den Zellen häufig zum grossen Teil nicht fadenförmig zurückbleiben, nur auf die Wurzelhaarzone der dünnen Wurzeln beschränkt gefunden wird; überdies war wohl das grosse Interesse für das Bakterienknöllchen auch eine Ursache, wo bei den Leguminosen-Pflanzen die für ihr Leben bedeutsame Mykorrhiza leicht übersehen worden ist. Auf jeden Fall ist die Allgemeinheit der Leguminosen-Mykorrhiza hiermit eine ganz bestimmte Tatsache geworden, wie man aus der Tabelle I entnehmen kann.

TABELLE I. Verschiedene Leguminosen-Pflanzen, an denen das Vorkommen der endotrophen Mykorrhiza bestätigt wurde.

Kräuter, einjährig:	Bakterienknöllchen an der Wurzel	Bemerkung
Aeschynomene indica L.	mit	
Arachis hypogaea L.	"	Kulturpflanze
Astragalus sinicus L.	"	
Canavallia ensiformis DC.	"	Kulturpflanze
Cassia mimosoides L.	"	
Cassia Tora L.	ohne	Kulturpflanze
Crotalaria sessiliflora L.	mit	
Glycine Soja SIEB. et ZUCC.	"	Kulturpflanze
Kummerowia striata SCHINDL.	"	
Lathyrus odoratus L.	"	Kulturpflanze
Lupinus luteus L.	"	"
Medicago denticulata WILLD.	"	
Melilotus suaveolens LEDEB.	"	

Kräuter, einjährig:	Bakterienknöllchen an der Wurzel	Bemerkung
Mimosa pudica L.	ohne	Kulturpflanze
Phaseolus radiatus L. var. *aurea* PRAIN.	mit	”
Phaseolus trilobatus SCHREB.	”	
Phaseolus vulgaris L.	”	Kulturpflanze
Pisum sativum L.	”	”
Ornithopus sativus BROT.	”	”
Vicia Faba L.	”	”
Vicia hirsuta KOCH.	”	
Vicia sativa L.	”	
Vicia tetrasperma MOENCH.	”	
Vicia villosa ROTH.	”	
Kräuter, mehrjährig:		
Canavalia lineata DC.	mit	Küstenpflanze
Desmodium caudatum DC.	”	
Desmodium racemosum DC.	”	
Dunbaria villosa MAKINO	”	
Dumasia truncata SIEB. et ZUCC.	”	
Falcata comosa O. KUNTZE	”	
Indigofera incarnata NAKAI	”	Kulturpflanze
Indigofera pseudo-tinctoria MATSUM.	”	
Lathyrus Davidii HANCE.	”	
Lathyrus maritimus BIBEL.	”	Küstenpflanze
Lespedeza cuneata G. DON	”	
Lespedeza pilosa SIEB. et ZUCC.	”	
Lotus corniculatus L.	”	
Pueraria hirsuta MATSUM.	”	
Rhynchosia volubilis LOUR.	”	
Sophora angustifolia SIEB. et ZUCC.	”	
Trifolium repens L.	”	
Vicia Cracca L. var. *japonica* MIQ.	”	
Vicia unijuga AL. BR.	”	
Vicia vexillata BENTH.	”	
Lianen:		
Millettia japonica A. GRAY	mit	
Wistaria brachybotrys SIEB. et ZUCC.	”	
Wistaria floribunda DC.	”	Kulturpflanze
Sträucher:		
Caesalpinia japonica SIEB. et ZUCC.	ohne	
Caragana Chamlagu LAM.	mit	Kulturpflanze
Cytisus scoparius LINK.	”	”
Lespedeza bicolor TURCZ.	”	”
Lespedeza cyrtobotrya MIQ.	”	
Bäume:		
Acacia confusa MERR.	mit	Kulturpflanze
Albizzia Julibrissin DURRAZ.	”	
Cercis chinensis BUNGE	”	Kulturpflanze
Erythrina indica LAM.	”	”
Gleditschia japonica MIQ.	ohne	
Robinia pseudacacia L.	mit	Kulturpflanze
Sophora japonica L.	”	”

Die Leguminosen-Pflanzen ohne Bildung der Bakterienknöllchen

Das Wurzelknöllchen der Leguminosen ist zuerst im Jahre 1686 von MALPIGHI[1] gefunden worden. Er hielt es für eine krankhafte Erscheinung, aber schliesslich wurde im Jahre 1853 durch TREVIRANUS[2] diese Ansicht endgültig beseitigt, und man kam zur Erkenntnis, dass dieses Gebilde für die Leguminosen-Pflanzen so allgemein ist, dass es als Merkmal der Familie gelten kann. Freilich hängt das Vorkommen der Wurzelknöllchen nicht so sehr von ihrem Standorte ab, es gibt jedoch einige Glieder unter den Leguminosen, die kein Bakterienknöllchen in der Natur auszubilden pflegen. Nach ALLEN[3] sind etwa 45 solcher Arten zu nennen; darunter fallen einige Kräuter ins Auge, aber der grössere Teil gehört zu tropischen Holzgewächsen, und zwar zu den Gattungen *Cassia* und *Caesalpinia*.

Unter meiner Sammlung in dieser Gegend ist *Cassia mimosoides* mit Bakterienknöllchen besetzt, jedoch *Cassia Tora* nicht, und an den Wurzeln von *Caesalpinia japonica* und *Gleditschia japonica* ist auch kein Knöllchen festgestellt worden (vgl. Tab. I). Dann möchte ich in dieser Gegend als eine gezüchtete Art ohne Bakterienknöllchen *Mimosa pudica* anführen. In Bezug auf das Knöllchen von *Mimosa pudica* hat BUCKOUT schon[4] darüber berichtet, dass es an dieser Pflanze immer fehlt. Weiter erkannte FRED,[5] dass *Mimosa*, welche im Treibhaus gezüchtet wurde, zuweilen an den Wurzeln Knöllchen erzeugt. Auch teilte LEONARD[6] mit, dass es ihm gelungen sei, die Knöllchenbakterien aus *Mimosa pudica* zu isolieren, CARROLL[7] konnte auf *Vigna sinensis* den aus *Mimosa strigillosa* isolierten Knöllchenerreger übertragen, und neuerdings hat einer meiner Freunde mir mitgeteilt, dass er an den Wurzeln von *Mimosa* durch die von Java geschickte Keimerde Bakterienknöllchen hervorrufen konnte. Aber es ist eine bestimmte, nicht nur durch Beobachtung, sondern auch durch genaue Versuche festgestellte Tatsache, dass *Mimosa pudica*, mindestens

(1) MALPIGHI. Opera omnia, Londini, 1686.

(2) TREVIRANUS. Über die Neigung der Hülsengewächse zu unterirdischer Knollenbildung. Bot. Ztg. **11**, 393, 1853.

(3) ALLEN, O. N. and E. K. ALLEN. Plants in the sub-family Caesalpinoideae observed to be lacking nodules. Soil Sci. **42**, 87, 1936.

(4) BUCKOUT, W. A. Experiment on the production of root tubercles. Pa. State Coll. Ann. Rpt. (pt. II) 177–181, 1889.

(5) FRED, E. B., I. L. BALDWIN and E. MC COY. Root nodule bacteria and leguminous plants. Univ. Wisconsin Studies in Sci. No. 5, 1932.

(6) LEONARD, L. T. The nodule organism of *Mimosa pudica* L. Journ. Bact. **27**, 55, 1934.

(7) CARROLL, W. R. A study of *Rhizobium* species in relation to nodule formation on the roots of Florida legumes. Soil Sci. **37**, 117–135, 1934.

in dieser Gegend, das Bakterienknöllchen gar nicht trägt. So gibt es ziemlich viele Arten von Leguminosen, deren Wurzeln nicht mit den Bakterienknöllchen besetzt sind, und deren Standortsverhältnisse auch häufig die Knöllchenbildung beherrschen.

Die Beziehung der Mykorrhiza zur Ausbildung der Bakterienknöllchen

Die Mykorrhiza wird gewöhnlich nach einigen Wochen der Keimung der Pflanzensamen schon über das ganze Wurzelsystem gebildet. Diese Symbiose kommt allerdings weit später zum Vorschein, wenn viele Nährstoffe in dem Samen aufgespeichert sind, und die dünne pilzbewohnte Wurzel zeigt äusserlich keinen Unterschied von der pilzfreien. Mit Ausnahme von den im hydrophilen oder hygrophilen Standort gewachsenen Pflanzen, ist das Pflanzenleben ohne Mykorrhiza in der Natur überhaupt nicht möglich; aber es kommt der Einfluss der Mykorrhizabildung erst zur Kenntnis in der Vergleichung mit den Pflanzen, welche im mykorrhizafreien Zustand gezüchtet worden sind, sodass man sich eine Einsicht in diese Frage kaum durch einfache Beobachtung abgewinnen kann.

Das Bakterienknöllchen kommt auch sehr weit verbreitet bei den Leguminosen vor, aber es gibt bisweilen einen Standort, wo die Wurzel mit keinem oder schwach entwickeltem Knöllchen besetzt wird. Die Knöllchenbildung ist nicht immer für das normale Gedeihen der Leguminosen unentbehrlich wie die Mykorrhiza; sie kann durch mineralische Düngung wohl ersetzbar sein. Die Knöllchenbakterien sind im Boden auch nicht so weit und allgemein verbreitet wie die Wurzelpilze. Da die Knöllchenbildung erst nach der genügenden Entwicklung der Wurzel zum Vorschein kommt, erscheint ihr Einfluss auf das Pflanzenwachstum immer sekundär. Wenn es auch durch Infektion an der unvollkommenen entwickelten Wurzel zur Ausbildung gekommen ist, liefert das Pflänzchen nicht so genügende Nährstoffe, dass es die Auswüchse an der Wurzel gut ernähren könnte; deshalb trägt das Pflänzchen in solchen Fällen nur wenige kleine Knöllchen, und wird das Pflanzenwachstum vielmehr dadurch etwas geschädigt, wie ich an den Pflänzchen von *Astragalus sinicus* und *Ornithopus sativus* erfahren habe (vgl. Tab. II, u. Taf. VII, Fig. 1, 6). Wir dürfen dabei diese Erscheinung als einen parasitischen oder harmlosen parasitischen Zustand betrachten. Wenn auch ein günstiger Erfolg auf das Pflanzenwachstum dabei bemerkt wird, bleibt er doch nur gering, wie durch meinen Versuch an den Pflänzchen von *Vicia sativa* und *Vicia villosa* klar gemacht wurde (vgl. Tab. II, u. Taf. VII, Fig. 2, 3).

Wie wir schon zur sicheren Erkenntnis gelangt sind, steht der Einfluss des Knöllchens auf die Wirtspflanze nur mit der Bindung des

Luftstickstoffs in Beziehung, doch nicht damit, dass Knöllchenbakterien irgendeinen wachstumsregulierenden Stoff ausscheiden. Wenn man die Keimerde bei der Umpflanzung der Leguminosen-Pflanzen in den sterilisierten Blumentopf hinzufügt und die Pflänzchenwurzel auch mit vielen Knöllchen besetzt worden ist, ist es durch blosse Beobachtung schwer zu entscheiden, von welcher Seite, von Mykorrhizen oder Bakterienknöllchen, hauptsächlich das normale Gedeihen der Pflanzen hervorgebracht sein mag. Wenn aber der Knöllchenerreger in Reinkultur in den sterilisierten Boden eingeimpft wird, ohne dass das Pflänzchen durch Impfen mit Keimerde die Mykorrhiza erhält, wird kein begünstigender Einfluss auf das Pflanzenwachstum wahrgenommen. Stellt man mit *Mimosa pudica* diesen Versuch an, so entwickelt sich das Bakterienknöllchen gar nicht; in solchem Falle ist das Vorkommen der Mykorrhiza für die Normalentwicklung des Bakterienknöllchens und des Pflänzchens selbst ganz unentbehrlich. Das Auftreten der Mykorrhiza befördert die Entwicklung der Pflanzenwurzel, und ermöglicht die Ausbildung des Bakterienknöllchens und folglich die Assimilation des Luftstickstoffs.

Der Einfluss der Mykorrhiza auf das Wachstum des Leguminosen-Pflänzchens

Ich habe schon erwähnt, dass man die Pflänzchen in dem mykorrhizafreien Zustand erhalten kann. Wenn man die nichtverpilzten Pflänzchen in einen Blumentopf mit Gartenerde umpflanzt, welcher vorher durch Wasserdampf unter erhöhtem Druck sterilisiert wurde, und im desinfizierten Treibkasten züchtet, dann bilden sie kein Wurzelknöllchen aus, wenn einmal gekochtes Leitungswasser für Bewässerung gebraucht wird; aber die Pflänzchen pflegen die Mykorrhiza zu bilden und mit Bakterienknöllchen besetzt zu werden, wenn man bei Umpflanzung 5–10 g Gartenerde als Keimerde in den Topfboden hinzufügt. Die Mykorrhiza wird von der nichtverpilzten Wurzel äusserlich nicht unterschieden; betrachtet man aber die Gewebeschnitte, welche von der Wurzelhaarzone der dünnen Wurzel mit freier Hand angefertigt sind, so macht es keinerlei Mühe festzustellen, ob die Wurzel verpilzt ist oder nicht.

Es war mir schon bekannt, dass die Wurzel von *Mimosa pudica* in dieser Gegend nicht mit Bakterienknöllchen besetzt ist, doch die Mykorrhiza sich wohl entwickelt. Wenn man Mitte Mai die nichtverpilzten Pflänzchen von etwa 1 cm Höhe auf den Boden in dem sterilisierten Blumentopfe umsetzt und mit vorher gekochtetem Wasser züchtet, geht

(1) ASAI, T. Die Bedeutung der Mykorrhiza für das Pflanzenleben. Japan. Journ. Bot. 12, 359, 1943.

das Pflänzchenwachstum nach Umpflanzung ohne Mykorrhizabildung sehr verzögert vor sich und beträgt ihr Zuwachs für einige Wochen nur 1 cm; sie wachsen aber normal auf, wenn wenig Keimerde bei der Umpflanzung hinzugefügt wird, ihre Höhe übersteigt dann im Verlauf von zwei Monaten 25.5 cm und die Mykorrhiza wird über dem ganzen Wurzelsystem ausgebildet, wenn auch kein Wurzelknöllchen zu finden ist. Das Verhältnis des Trockengewichtes des verpilzten Pflänzchens zu dem des nichtverpilzten beträgt 1133 mg zu 49 mg. An Pflänzchen von *Ornithopus sativus*, welche in den sterilisierten Topfboden Anfang Oktober umgepflanzt worden waren, haben wir im Verlauf von drei Monaten weder die Mykorrhiza noch das Wurzelknöllchen gefunden und sie erreichten nur eine Höhe von 3 cm auf dem Boden; selbst wenn Knöllchenbakterien bei der Umpflanzung eingeimpft werden und das Pflänzchen nur einige wenige kleine Knöllchen trägt, geht seine Entwicklung auch sehr schlecht voran. Aber das

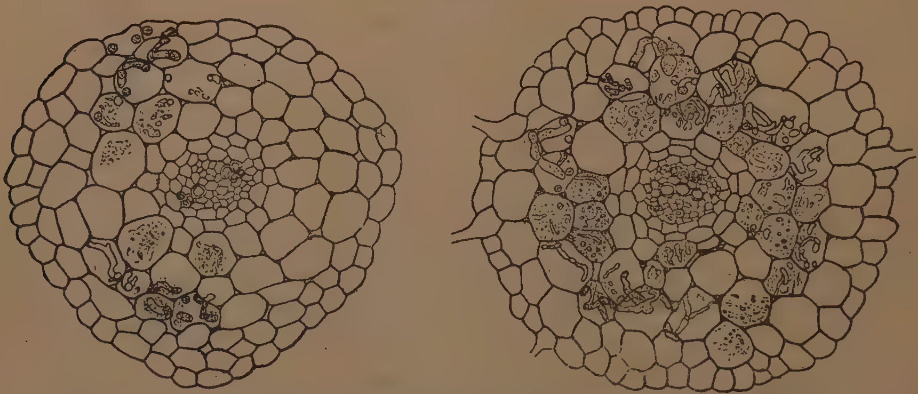


Fig. 2. Mykorrhizenbildung an der Pflänzchenwurzel durch Keimerde. Links *Mimosa pudica*, rechts *Ornithopus sativus*. Vergr. 240-fach.

Pflänzchen erhält durch Zufügung der Keimerde die beiden Gebilde, Mykorrhiza und Wurzelknöllchen, leicht und wird sein Wachstum auf dem Boden doppelt so gross wie das des nichtverpilzten Pflänzchens und verhalten sich ihre Trockengewichte zu einander 180 mg zu 21 mg. In einem Versuch, welcher zu Anfang April angestellt wurde, blieb die Höhe des nichtverpilzten Pflänzchens nach 71 Tagen durchschnittlich 8.2 cm und ihr Trockengewicht 76 mg, im Vergleich mit 21.7 cm bzw. 184 mg bei den verpilzten. Trotzdem aber die Knöllchen an dem mykorrhizafreien Pflänzchen durch die Impfung der Knöllchenerreger gebildet sind, zeigt sein Wachstum keinen so grossen Unterschied von demselben ohne Knöllchen und ist häufig sogar etwas

schlechter. In verschiedenen anderen Jahreszeiten habe ich dieselben Versuche mit gleichem Erfolg wiederholt ausgeführt. Auch bei *Astragalus sinicus*, *Lupinus luteus*, *Vicia sativa* und *Vicia villosa* gelangte ich auch im wesentlichen zu gleichem Ergebnis (vgl. Taf. VII, Fig. 2, 3). In kurzen Worten, ist die normale Entwicklung für das nichtverpilzte Pflänzchen schwer; bei allen mykorrhizafrei gezüchteten Pflänzchen von Leguminosen geht die Knöllchenbildung nicht mit Erfolg vor sich, selbst wenn sie mit geeigneten Knöllchenerregern beimpft werden. Die Wirkung der Knöllchenbildung auf das Pflänzchenwachstum steht weit hinter den verpilzten Pflanzen ohne Wurzelknöllchen zurück und selbst die normale Entwicklung geht dabei sehr schwer vor sich (vgl. Tab. II).

Aus den oben erwähnten Ergebnissen hat die Allgemeinheit der Mykorrhizenbildung bei den Leguminosen, welche ich durch eigene Be-

TABELLE II. Der Einfluss der Mykorrhiza auf die Pflänzchen einiger Leguminosen, welche in dem sterilisierten Boden gezüchtet wurden.

Mimosa pudica — Umpflanzung 22. Mai; Züchtungsdauer 53 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg: Spross	Wurzel	Ganzes	Entwicklung: Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	Wurzel
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde	974	159	1133	25.5	10	mit Mykorrhiza, ohne Knöllchen
aus steril. Boden	21	28	49	2.1	2	ohne beide Gebilde

Cassia Tora — Umpflanzung 17. Apr.; Züchtungsdauer 57 Tage.

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg: Spross	Wurzel	Ganzes	Entwicklung: Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	Wurzel
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde	138	92	230	8.3	4	mit Mykorrhiza ohne Knöllchen
aus steril. Boden	97	93	190	6.6	3	ohne beide Gebilde

Astragalus sinicus — Umpflanzung 5. Apr.; Züchtungsdauer 62 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg: Spross	Wurzel	Ganzes	Entwicklung: Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	Wurzel
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde	84	55	139	7.7	11	mit Mykorrhiza und 37 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	6	11	17	2.0	3	ohne Mykorrhiza, mit 8 Knöllchen
aus steril. Boden	6	9	15	2.2	3	ohne beide Gebilde

Astragalus sinicus — Umpflanzung 8. Sept. Züchtungsdauer 75 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	99	58	157	7.5	12	mit Mykorrhiza und 35 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	6	4	10	3.0	3	ohne Mykorrhiza, mit 5 Knöllchen
aus steril. Boden	7	4	11	2.5	4	ohne beide Gebilde

Astragalus sinicus — Umpflanzung 12. Okt. Züchtungsdauer 86 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	48	65	113	5.0	10	mit Mykorrhiza uud 45 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	7	11	18	3.0	3	ohne Mykorrhiza, mit 10 Knöllchen
aus steril. Boden	6	10	16	3.0	3	ohne beide Gebilde

Glycine Soja — Umpflanzung 16. Apr. Züchtungsdauer 36 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	171	114	285	18.5	3	mit Mykorrhiza und 13 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	60	52	112	9.3	3	ohne Mykorrhiza, mit 5 Knöllchen
aus steril. Boden	68	68	136	8.3	3	ohne beide Gebilde

Lupinus luteus — Umpflanzung 5. Apr. Züchtungsdauer 71 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	830	438	1268	26	21	mit Mykorrhiza und 23 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	608	320	928	20	17	ohne Mykorrhiza, mit 18 Knöllchen
aus steril. Boden	362	256	618	14	11	ohne beide Gebilde

Lupinus luteus Umpflanzung 9. Okt. Züchtungsdauer 91 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	1939	763	2702	4.0	23	mit Mykorrhiza und 19 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	856	572	1428	3.3	13	ohne Mykorrhiza, mit 7 Knöllchen
aus steril. Boden	537	288	825	3.0	7	ohne beide Gebilde

Ornithopus sativus Umpflanzung 5. Apr. Züchtungsdauer 71 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	129	55	184	21.7	14	mit Mykorrhiza und 41 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	17	20	37	4.7	4	ohne Mykorrhiza, mit 9 Knöllchen
aus steril. Boden	33	43	76	8.2	4	ohne beide Gebilde

Ornithopus sativus Umpflanzung 18. Okt. Züchtungsdauer 51 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	191	66	257	20.0	15	mit Mykorrhiza und 55 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	14	12	26	4.8	4	ohne Mykorrhiza, mit 5 Knöllchen
aus steril. Boden	14	13	27	5.4	4	ohne beilde Gebilde

Ornithopus sativus Umpflanzung 7. Okt. Züchtungsdauer 94 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	121	59	180	18.5	14	mit Mykorrhiza und 38 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	12	9	21	3.7	3	ohne Mykorrhiza, mit 7 Knöllchen
aus steril. Boden	18	12	30	5.0	4	ohne belde Gebilde

Vicia sativa Umpflanzung 7. Okt. Züchtungsdauer 75 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	421	303	724	58	46	mit Mykorrhiza und 51 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	125	61	186	37	14	ohne Mykorrhiza, mit 9 Knöllchen
aus steril. Boden	83	60	143	29.5	10	ohne beide Gebilde

Vicia villosa Umpflanzung 5. Apr. Züchtungsdauer 71 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	378	181	559	80.0	38	mit Mykorrhiza und 38 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	51	77	128	32.0	6	ohne Mykorrhiza, mit 10 Knöllchen
aus steril. Boden	39	74	113	20.5	7	ohne beide Gebilde

Vicia villosa Umpflanzung 7. Okt. Züchtungsdauer 77 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
aus steril. Boden, beimpft mit Keimerde u. Knöllchenerreger	200	270	470	23.3	34	mit Mykorrhiza und 31 Knöllchen
aus steril. Boden, beimpft mit Knöllchenerreger	20	21	41	14.0	5	ohne Mykorrhiza, mit 4 Knöllchen
aus steril. Boden	19	21	40	12.0	4	ohne beide Gebilde

obachtung bekannt gemacht habe, immer an physiologisch-ökologischer Bedeutung gewonnen. Solch eine tiefgreifende Bedeutung auf das Pflanzenleben ist aber nicht nur auf die Leguminosen beschränkt, sondern gilt auch als eine allgemeine Erscheinung, welche über die Landpflanzen sehr weit verbreitet bemerkbar ist, und es wurde schon in meiner vorhergehenden Mitteilung erörtert, dass die Vereinigung des Wurzelpilzes mit der Wirtspflanze zu der typischen Symbiose gehört.

Ein Regulierungsstoff für das Wurzelwachstum

Ich habe schon in den vorigen Untersuchungen berichtet, dass die Mykorrhiza für das Pflanzenleben eine physiologisch-ökologisch wichtige Bedeutung hat, insofern als der Wurzelpilz einen Teil des Baustoffs liefert, was dem Wachstum der Wirtspflanze zu Nutzen kommt; zugleich sondert er einen regulierenden Stoff für das Wurzelwachstum aus. Für die Leguminosen ist die Mykorrhizenbildung auch öfters eine unentbehrliche Verrichtung, die z.B. für die normale Entwicklung von *Mimosa pudica* so erforderlich ist, dass sie durch Versorgung mit irgendeinem Nährstoff allein nicht ersetzt werden kann.

Mitte Mai habe ich die nichtverpilzten Pflänzchen von *Mimosa pudica* in die sterilisierten Töpfe eingepflanzt und die Züchtung 85 Tage lang weitergeführt, indem ich alle drei Tage 50 ccm der KNOPschen oder PRIANISCHNIKOWschen Nährlösung und ausserdem vorher gekochtes Leitungswasser zugab. Trotzdem wuchsen sie nur etwa 3 cm auf dem Boden an und betrug ihr Trockengewicht durchschnittlich 53 mg was zwar ein mehr oder weniger besseres Ergebnis als bei dem nichtverpilzten Pflänzchen ohne Düngung war, aber ihr Wachstum stand weit hinter dem verpilzten Pflänzchen ohne Düngung mit 13.2 cm Höhe und 524 mg Trockengewicht zurück. Ich habe bei anderer Gelegenheit durch das gleiche Verfahren festgestellt, dass die Mykorrhizenbildung von *Quercus glauca* und *Cinnamomum Camphora* für ihr Pflänzchenwachstum auch unentbehrlich ist und durch Düngung nicht ersetzt werden kann, wie bei *Mimosa* (vgl. Tab. III). *Perilla frutescens* und *Capsicum annuum* ergeben dieselbe Erfahrung;



Fig. 3. Pflänzchen von *Mimosa pudica* (links) und *Cinnamomum Camphora* (rechts) auf steril. Boden, bei denen für normales Wachstum die Mykorrhiza unentbehrlich ist. 1. Beimpft mit Keimerde, nicht gedüngt. 2. Versorgt mit der Pilzdecke aus *Sophora*-Mykorrhiza. 3. Versorgt mit der Pilzdecke aus *Pennisetum*-Mykorrhiza. 4. Mit KNOPscher Nährlösung gedüngt. 5. Mit PRIANISCHNIKOWscher Nährlösung gedüngt. 6. Kontrolle.

die Pflänzchen von *Lupinus luteus* und *Ornithopus sativus* können aber in ihrer Entwicklung durch die Düngung mit Nährlösung zu gewissem Grade befördert werden, ohne die Mykorrhiza auszubilden. Es ist dabei von Interesse, festzustellen, dass auch in diesem Fall das Pflänzchenwachstum sich kaum von dem des mit Keimerde beimpften, aber nicht mit Nährlösung gedüngten Pflänzchens unterscheidet, ja das mykorrhizaführende Pflänzchen eher besser aussieht. Auf alle Fälle besteht kein Zweifel, dass die Mykorrhiza eine physiologisch wichtige Rolle für das Pflanzenleben spielt. Nach den obigen Ergebnissen dürfte die Einwirkung der Mykorrhiza auf die Pflanze nicht nur auf die Versorgung mit Nährstoff beschränkt sein, sondern der Wurzelpilz liefert einen Ausscheidungsstoff, der die Wurzelentwicklung befördert, es handelt sich also wahrscheinlich um die darauffolgende Wachstumsbeschleunigung der ganzen Pflanzen.

Ich habe zwei *Fusarium*-Arten, die früher aus den Mykorrhizen von *Canavalia lineata* sowie von *Sophora angustifolia* isoliert worden waren, auf je 70 ccm PFEFFERscher Nährlösung rein kultiviert. Die gewaschene und geschnittene Pilzdecke wurde mit sterilisiertem Topfboden vermengt, zu den mykorrhizafreien Pflänzchen von *Astragalus sinicus* und *Ornithopus sativus* hinzugesetzt und zur weiteren Züchtung gebracht (vgl. Tab. IV). Obwohl in gewissen anderen Fällen es nicht immer zum gleichen Resultat führte (vgl. Tab. III), hat es aber bei den Versuchen mit diesen beiden Leguminosen ein weit mehr befördertes Pflanzenwachstum zur Folge gehabt, verglichen mit der Kontrolle (vgl. Taf. VII, Fig. 4). Obgleich ihre

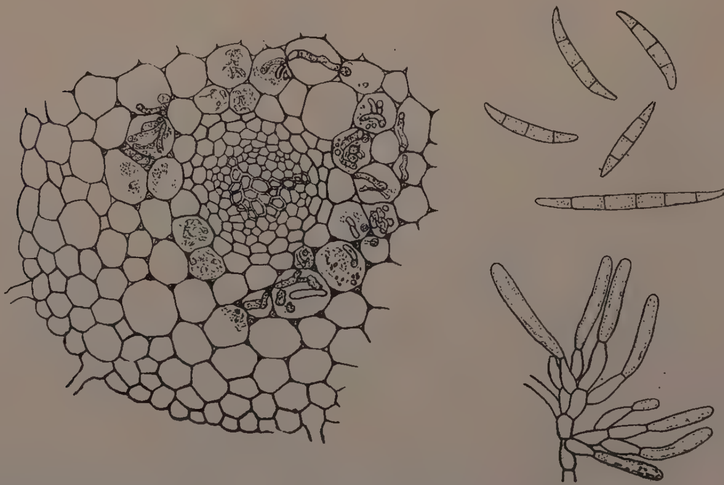


Fig. 4. Links ein Teil der Wurzelrinde mit Mykorrhizapilz von *Canavalia lineata*, Vergr. 240-fach; rechts ein aus der Mykorrhiza von *Canavalia* isolierter Wurzelpilz (*Fusarium*), Konidien und ein Teil des Myzeliums mit jungen Konidien, Vergr. 480-fach.

Wurzeln stets mykorrhizafrei geblieben sind, erreichte allerdings ihr Wachstum von vorn herein denselben Grad wie das Pflänzchen mit Mykorrhiza. Ich habe feinnadelige Kriställchen in nur sehr geringer Menge dadurch gewonnen, dass ich die Myzelien des rein gezüchteten Pilzes aus der Mykorrhiza von *Canavalia* mit Äther auszog, und dieser Substanz wurde vorläufig der Name „Rhizoauxin" gegeben. Rhizoauxin ist in Wasser schwer löslich, aber in Alkohol leicht. Wenn einige Tropfen der Alkohollösung von 30 mg Rückstand des Ätherauszugs mit 100 ccm destilliertem Wasser umgerührt werden, entsteht eine weiss getrübte Emulsion. In diese habe ich die Keimwurzel von *Ornithopus sativus* 24 Stunden lang eingetaucht, dann die Pflänzchen in den sterilisierten Topfboden eingepflanzt und mit vorher gekochtem Wasser in der Züchtung fortgefahren

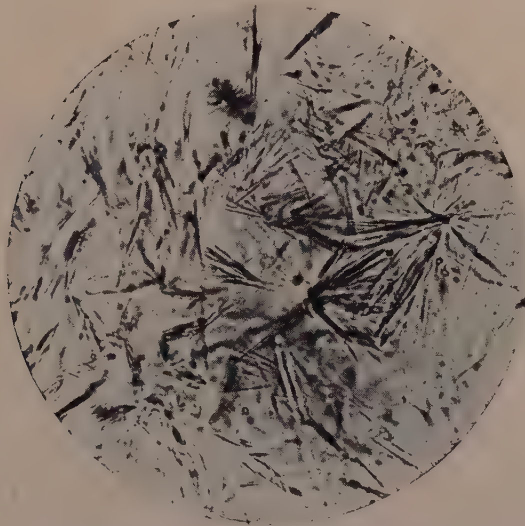


Fig. 5. Rhizoauxin, ein kristallinischer wurzelwachstumregulierender Stoff aus dem Wurzelpilz von *Canavalia lineata*. Vergr. 340 fach.

(vgl. Tab. V). In dem ersten Versuch zeigten die so behandelten nichtverpilzten Pflänzchen, die am 5. April eingepflanzt wurden, nach 71 Tagen eine Höhe von 17.7 cm vom Boden gegen 8.2 cm der Kontrolle und das Trockengewicht des ganzen Pflänzchens 169 mg gegen 76 mg der Kontrolle. Beim zweiten Versuch erreichten die behandelten Pflänzchen, die am 28. August eingepflanzt wurden, nach 52 Tagen eine Höhe von etwa 10.8 cm gegen 5.8 cm der Kontrolle und ein Trockengewicht von 72 mg gegen 25 mg der Kontrolle. Beim dritten Versuch, der am 22. Mai des nächsten Jahres ausgeführt wurde, betrug das Wachstumsverhältnis des behandelten

Pflänzchens zu dem nichtbehandelten nach 53 Tagen 11.6 cm zu 4.5 cm in der Höhe und 34 mg zu 12 mg im Trockengewicht. Die Entwicklung des Pflänzchens, dessen Wurzel mit kristallinischem Rhizoauxin behandelt worden war, geschieht also zwei- oder dreimal so gross wie die in den Blumentopf zugleich verpflanzte Kontrolle; natürlich haben beide dabei keine Mykorrhiza gebildet. Ich habe auch ein gleiches Ergebnis mit *Lupinus luteus* gewonnen; das Trockengewicht des mit Pilzauszug behandelten Pflänzchens, das am 5. April umgepflanzt wurde, betrug nach einer Züchtungsdauer von 71 Tagen 896 mg gegen 618 mg der Kontrolle. Die kristallinische Substanz aus Pilzauszug bewirkt nicht nur die Wurzelwachstumsregulierung einiger Leguminosen, sondern verhielt sich auch beim *Avena*-Test positiv.

Um die Wachstumsregulierung des Rhizoauxins noch genauer festzustellen, wurde die Pflänzchenwurzel über Nacht in eine Emulsion von verschiedener Konzentration von 0.0003 mg/L bis 30000 mg/L des Pilzauszugs eingetaucht; danach wurde jedes Pflänzchen in den sterilisierten Topfboden verpflanzt und mit vorher gekochtem Leitungswasser gezüchtet. Die Wirkung in einer Konzentration von 0.003 mg/L bis zu 300 mg/L war immer deutlich positiv; aber sie trat mit 0.0003 mg/L nicht mehr merklich zu Tage. Die mit der Stärke von 30000 mg/L behandelten Pflänzchen können das nicht ertragen, verkümmern und wachsen nicht aus, trotzdem sie in seltenen Fällen noch am Leben bleiben können (vgl. Tab. VI, 1). Es fragt sich nun, wie das Rhizoauxin in einer Konzentration von 300 mg/L des Pilzauszugs bei verschieden langer Behandlungsdauer auf die Pflänzchenwurzel einwirkt. Ein 20 Minuten langes Eintauchen der Wurzel in die Emulsion beeinflusst schon merklich das Pflänzchenwachstum; durch Eintauchen während drei bis fünf Stunden wird die Beförderung des Pflänzenwachstums sehr deutlich und tritt die Wirkung der Wurzelwachstumsregulierung klar zu Tage; aber der Einfluss der Behandlung über zehn Stunden kommt bei allen zum Versuch gestellten Pflänzchen nicht immer gleichmässig vor, vielmehr geht er in einem Teil der Versuchspflanzen verloren (vgl. Tab. VI, 2).

Schliesslich sei darauf hingewiesen, dass es aus obigen Versuchsergebnissen sehr wahrscheinlich geworden ist, dass der Wurzelpilz das Wurzelwachstum der Wirtspflanze durch Absonderung eines Regulierungsstoffs beschleunigt, und diese Tatsache für die sehr allgemein in Landpflanzen vorkommenden Mykorrhizen ihre Gültigkeit haben dürfte. Während der endophytische Pilz in den neu gewachsenen Wurzelteil auch durch die Interzellularen eindringt, wird der hinfällige Teil des Myzeliums, das in den Rindenzellen eingenistet ist, als Baustoff von der Wirtspflanze vollständig aufgelöst und resorbiert. So steht der Mykorrhizapilz in der Wurzelrinde zunächst unter vollständigem Schutz und Pflege der Wirts-

zellen und spielt gleichzeitig seine gegenseitige Rolle als Symbiont einerseits durch die Beförderung des Wurzelwachstums infolge der Ausscheidung des regulierenden Stoffs und andererseits durch Zurücklieferung des resorbierten Baustoffs nach der Wirtspflanze.

TABELLE III. Züchtung der Pflänzchen im sterilisierten Boden, für deren normales Wachstum die Mykorrhizen unentbehrlich sind.

Mimosa pudica — Umpflanzung 12. Mai; Züchtungsdauer 85 Tage

Steril. Boden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg: Spross	Wurzel	Ganzes	Entwicklung: Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	Wurzel
mit Keimerde beimpft	385	139	524	13.2	8	mit Mykorrhiza, ohne Knöllchen
mit KNOP-Nährlösung gedüngt	22	31	53	3.0	3	ohne beide Gebilde
mit PRIANISCHNIKOW-Nährlösung gedüngt	16	27	43	2.2	2	„
mit Wurzelpilzdecke aus *Sophora* versetzt	14	23	37	2.5	2	„
mit Wurzelpilzdecke aus *Pennisetum* versetzt	18	21	39	2.2	2	„
Kontrolle	5	6	11	1.6	2	„

Quercus glauca — Umpflanzung 25. Apr.; Züchtungsdauer 151 Tage

Steril. Boden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg: Spross	Wurzel	Ganzes	Entwicklung: Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	Wurzel
mit Keimerde beimpft	2308	1015	3323	16.5	23	mit Mykorrhiza, ohne Knöllchen
mit KNOP-Nährlösung gedüngt	1264	484	1748	15.5	10	ohne beide Gebilde
mit PRIANISCHNIKOW-Nährlösung gedüngt	813	402	1215	15.0	8	„
mit Wurzelpilzdecke aus *Sophora* versetzt	1125	499	1624	11.0	10	„
mit Wurzelpilzdecke aus *Pennisetum* versetzt	978	531	1509	13.5	8	„
Kontrolle	950	552	1502	9.5	7	„

Cinnamomum Camphora Umpflanzung 31. Mai
Züchtungsdauer 109 Tage

Steril. Boden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Stämmchen in cm	Blätter an Zahl	
mit Keimerde beimpft	1792	592	2384	26.5	30	mit Mykorrhiza
mit KNOP-Nährlösung gedüngt	319	145	464	8.7	7	ohne Mykorrhiza
mit PRIANISCHNIKOW-Nährlösung gedüngt	343	124	467	9.0	8	,,
mit Wurzelpilzdecke aus *Sophora* versetzt	389	126	515	10.7	10	,,
mit Wurzelpilzdecke aus *Pennisetum* versetzt	275	131	406	10.0	7	,,
Kontrolle	376	120	496	9.5	9	,,

TABELLE IV. Der Einfluss des rein kultivierten Wurzelpilzes (*Fusarium*) auf das Pflanzenwachstum.

Ornithopus sativus Umpflanzung 17. Apr.
Züchtungsdauer 40 Tage

Steril. Topfboden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
mit Pilzdecke eines *Fusariums* aus *Canavalia* versetzt	35	54	89	9.7	7	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit Pilzdecke eines *Fusariums* aus *Sophora* versetzt	48	32	80	10.4	7	,,
Kontrolle	5	12	17	2.3	2	,,

Astragalus sinicus Umpflanzung 10. Apr.
Züchtungsdauer 46 Tage

Steril. Topfboden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
mit Pilzdecke eines *Fusariums* aus *Canavalia* versetzt	38	52	90	6.8	6	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit Pilzdecke eines *Fusariums* aus *Sophora* versetzt .	42	37	79	7.0	7	,,
Kontrolle	11	20	31	2.6	2	,,

TABELLE V. Die Wachstumsregulierung der Pflänzchen, deren Wurzel mit Ätherauszug des Wurzelpilzes aus *Canavalia lineata* 24 Stunden lang behandelt wurde.

Ornithopus sativus — Umpflanzung 28. Aug., Züchtungsdauer 52 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an zahl	
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt	43	29	72	10.8	7	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt und mit Knöllchenbakterien beimpft	11	12	23	4.0	3	ohne Mykorrhiza, mit einigen Knöllchen
Kontrolle	13	12	25	5.8	3	ohne beide Gebilde

Ornithopus sativus — Umpflanzung 5. Apr., Züchtungsdauer 71 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwiklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt	83	86	169	17.7	9	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt und mit Knöllchenbakterien beimpft	28	33	61	6.0	5	ohne Mykorrhiza, mit einigen Knöllchen
Kontrolle	33	43	76	8.2	4	ohne beide Gebilde

Lupinus luteus — Umpflanzung 5. Apr., Züchtungsdauer 71 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt	582	314	896	22.0	17	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt und mit Knöllchenbakterien beimpft	615	363	978	22.0	18	ohne Mykorhiza, mit einigen Knöllchen
Kontrolle	362	256	618	14.0	11	ohne beide Gebilde

Astragalus sinicus — Umpflanzung 5. Apr.; Züchtungsdauer 62 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt	5	8	13	2.2	2	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt und mit Knöllchenbakterien beimpft	9	12	21	2.5	3	ohne Mykorrhiza, mit einigen Knöllchen
Kontrolle	6	9	15	2.2	3	ohne beide Gebilde

Vicia villosa — Umpflanzung 5. Apr.; Züchtungsdauer 71 Tage

Pflänzchen	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Wurzel
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt	43	73	116	23.0	10	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
mit dem Pilzauszug in 300 mg/L Konz. behandelt und mit Knöllchenbakterien beimpft	41	71	112	25.0	7	ohne Mykorrhiza, mit einigen Knöllchen
Kontrolle	39	74	113	21.0	7	ohne beide Gebilde

TABELLE VI. Einwirkung des Ätherauszugs des Mykorrhizapilzes von *Canavalia lineata* auf das Pflänzchenwachstum von *Ornithopus sativus*.

(1) in verschiedener Konzentration

Ornithopus sativus — Umpflanzung 15. Aug.; Züchtungsdauer 70 Tage

Konz. des Pilzauszugs	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Bemerkung
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
30000 mg/L	—	—	—	—	—	verdorben, nicht ertragen
300 mg/L	9	5	14	5.3	5	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
3 mg/L.......	6	4	10	4.6	4	„
0.03 mg/L	7	4	11	5.0	5	„
0.0003 mg/L ...	6	4	10	4.0	4	„
Kontrolle, beimpft mit Keimerde .	37	9	45	8.8	6	mit Mykorrhiza und Knöllchen

Ornithopus sativus Umpflanzung 6. Mai, Züchtungsdauer 82 Tage

Konz. des Pilzauszugs	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Bemerkung
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
30000 mg/L	—	—	—	—	—	verdorben, nicht ertragen
300 mg/L	11	7	18	6.2	4	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
3 mg/L	11	6	17	5.5	4	,,
0.03 mg/L	12	8	20	6.2	4	,,
0.0003 mg/L	8	5	13	5.0	4	,,
Kontrolle, beimpft mit Keimerde . .	41	8	49	10.2	7	mit Mykorrhiza und Knöllchen

(2) in verschiedener Behandlungsdauer bei 300 mg/L Konz.

Ornithopus sativus Umpflanzung 15. Aug., Züchtungsdauer 72 Tage

Behandlungsdauer in Stunden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Bemerkung
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
1/3	10	7	17	4.6	4	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
1	12	6	18	5.3	4	,,
3	20	13	33	7.0	5	,,
5	16	7	23	6.7	5	,,
10	11	7	18	5.3	5	,,
24	11	7	18	5.8	5	,,
Kontrolle, nicht behandelt	6	4	10	4.0	4	,,

Ornithopus sativus Umpflanzung 6. Mai, Züchtungsdauer 82 Tage

Behandlungsdauer in Stunden	Trockengewicht des Pflänzchens in mg			Entwicklung		Bemerkung
	Spross	Wurzel	Ganzes	Oberirdisch. Teil in cm	Blätter an Zahl	
1/3	9	6	15	5.0	4	ohne Mykorrhiza und Knöllchen
1	13	7	20	6.7	5	,,
3	19	12	31	7.8	5	,,
5	18	7	24	7.0	5	,,
10	9	6	15	5.2	4	,,
24	11	7	18	6.0	4	,,
Kontrolle, nicht behandelt	5	3	8	4.0	3	,,

Zusammenfassung

1. An den Leguminosen-Pflanzen werden die Wurzelknöllchen im allgemeinen gebildet, jedoch gibt es öfters, je nach der Art wie auch je nach dem Standort, solche Pflanze, die kein Bakterienknöllchen an der Wurzel entwickelt.

2. Die Mykorrhizenbildung ist eine so allgemeine Erscheinung, dass bei den Leguminosen die Mykorrhiza immer an der Wurzel gefunden wird, wenn sie auch mit Bakterienknöllchen nicht besetzt ist.

3. Wenn das Pflänzchen der Leguminosen im mykorrhizafreien Zustand dadurch gehalten wird, dass man es auf dem sterilisierten Topfboden züchtet, wird seine Wurzelentwicklung stark verzögert, folglich geht das Pflänzchenwachstum nicht gut vor sich. Lässt man aber an dem Pflänzchen durch Beimpfen die Mykorrhiza ausbilden, so kommt sein normales Wachstum zustande, auch wenn es kein Wurzelknöllchen trägt. So ist die Mykorrhiza für das Gedeihen dieser Pflanzen unentbehrlich.

4. Das Pflänzchen der Leguminosen kann durch mineralische Düngung, auch ohne Bildung des Bakterienknöllchens, zur fast vollständigen Entwicklung gebracht werden; auch dann lässt sich öfters ein normales Wachstum ohne Mykorrhiza kaum erwarten. Deshalb steht dieses symbiotische Verhältnis in mehr vollkommener Lage als das bei Bakterienknöllchen.

5. Wenn man dem Pflänzchen, welches im mykorrhizafreien Zustand gehalten worden ist, Knöllchenbakterien einimpft, wird seine Wurzel nicht oder nur spärlich mit Knöllchen besetzt und bleibt sein Wachstum öfters stark verzögert. In solchem Falle soll wohl das Verhältnis der Knöllchenbakterien zu dem Pflänzchen ein Parasitismus oder wenigstens ein harmloser Parasitismus sein. Wenn das Pflänzchen in dem sterilisierten Topfboden durch Beimpfen mit Keimerde die Mykorrhiza bildet, entwickelt sich die Pflänzchenwurzel vollständig und wird auch gut mit Bakterienknöllchen besetzt.

6. Es wurde schon früher eine *Fusarium*-Art aus der Mykorrhiza von *Canavalia lineata* isoliert und aus Myzelien des rein kultivierten Pilzes eine krystallinische Substanz gewonnen, die in enger Beziehung zur Wachstumsregulierung der Wurzel von Leguminosen-Pflanzen stehen dürfte. Wenn die Keimwurzel von *Ornithopus sativus* oder *Lupinus luteus* mit dem diese Substanz enthaltenden Ätherauszug des Myzeliums in sehr kleiner Konzentration wie etwa 300 mg/L drei bis fünf Stunden lang behandelt wird, wird das Pflänzchenwachstum in dem mykorrhizafreien Zustand infolge der Wachstumsregulierung der Wurzel merklich gefördert.

7. Die Leguminosen stehen zu dem Wurzelpilz in innigem symbioti-

schem Verhältnis. Der Wurzelpilz steht in dem Wirtsgewebe unter vollkommenem Schutz und wird mit genügendem Nährstoff versorgt, andererseits kommt nicht nur der hinfällige Teil der Myzelien durch Resorption seitens der Wirtszellen der Ernährung der Wirtspflanze zu Gute, sondern der Wurzelpilz befördert das Pflänzenwachstum durch Ausscheidung des wachstumregulierenden Stoffes.

8. Für das normale Wachstum der Leguminosen-Pflänzchen ist die Mykorrhiza zwar notwendig und unentbehrlich, aber für ihr vollkommes Gedeihen bedarf es natürlich der Zufuhr der Nährstoffe, wobei auch die Wurzelknöllchen durch ihr Vermögen der Luftstickstoffbindung von grossem Nutzen sein können.

Erklärung der Tafel VII

Fig. 1–3. Die auf dem sterilisierten Boden gezüchteten Pflänzchen einiger Leguminosen. Links mit Mykorrhizen und Wurzelknöllchen, gebildet nach dem Beimpfen mit Keimerde; Mitte mit Wurzelknöllchen, gebildet durch Bakterienimpfung, aber ohne Mykorrhiza; rechts Kontrolle ohne beide Gebilde.

Fig. 1. Pflänzchen von *Astragalus sinicus*, 75 Tage nach Umpflanzung.

Fig. 2. Pflänzchen von *Vicia villosa*, 71 Tage nach Umpflanzung.

Fig. 3. Pflänzchen von *Vicia sativa*, 75 Tage nach Umpflanzung.

Fig. 4–6. Die Einwirkung der Decke des isolierten Mykorrhizapilzes (*Fusarium*) und ihres Ätherauszugs auf das Pflänzchenwachstum von *Ornithopus sativus*.

Fig. 4. Pflänzchen auf steril. Boden mit verschiedenen Pilzdecken. Von links: 1. Mit der Pilzdecke aus *Sophora*-Mykorrhiza versetzt. 2. Mit der Pilzdecke aus *Pennisetum*-Mykorrhiza versetzt. 3. Mit der Pilzdecke aus *Canavalia*-Mykorrhiza versetzt. 4. Kontrolle.

Fig. 5. Das mit dem Pilzauszug behandelte Pflänzchen auf steril. Boden, 52 Tage nach Umpflanzung. Von links: 1. Mit Mykorrhizen und Wurzelknöllchen, gebildet durch Beimpfen mit Keimerde. 2. Behandelt mit Ätherauszug des Wurzelpilzes aus *Sophora*. 3. Behandelt mit Ätherauszug des Wurzelpilzes aus *Canavalia*. 4. Behandelt mit Ätherauszug von *Aspergillus oryzae*. 5. Kontrolle.

Fig. 6. Die mit Ätherauszug des Mykorrhizapilzes von *Canavalia* behandelten Pflänzchen auf steril. Boden, 71 Tage nach Umpflanzung. Von links: 1. Mit dem Rhizoauxin enthaltenden Pilzauszug behandelt. 2. Mit Pilzauszug behandelt und mit Knöllchenbakterien beimpft. 3. Kontrolle. 4. Kontrolle, mit Knöllchenbakterien beimpft.

Berichtigung der Tafelerklärung

in meiner vorigen Mitteilung "Die Bedeutung der Mykorrhiza für das Pflanzenleben" dieser Zeitschrift Vol. XII, S. 436, 1943:

Taf. II, Fig. 3. lies: *Bidens bipinnata*, 46 Tage nach Umpflanzung (für *Agrimonia japonica*, 84 Tage nach Umpflanzung).

Taf. II, Fig. 4. lies: *Agrimonia japonica*, 84 Tage nach Umpflanzung (für *Geranium nepalense*, 40 Tage nach Umpflanzung).

Taf. III, Fig. 5. lies: *Geranium nepalense*, 40 Tage nach Umpflanzung (für *Bidens bipinnata*, 46 Tage nach Umpflanzung).



Fig. 1



1 2 3 4

Fig. 4



Fig. 2



1 2 3 4 5

Fig. 5



Fig. 3



1 2 3 4

Fig. 6

NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF JAPAN

學術研究會議編纂

日本植物學輯報

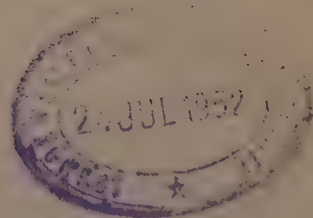
原 著

昭和二十三年 第十三卷 第四號

JAPANESE JOURNAL OF BOTANY

Transactions

Vol. XIII No. 4



TOKYO
1948

JAPANESE JOURNAL OF BOTANY

PUBLISHED BY THE NATIONAL RESEARCH COUNCIL
OF JAPAN

CONTENTS

TRANSACTIONS

All communications relating to this Journal should be addressed to the Secretary, National Research Council of Japan, c/o Japan Academy, Ueno Park, Tokyo.

Taraxaca Japonica, Koreana etc.

auctore Siro KITAMURA

(Received October 30, 1943)

Recently the *Taraxaca* of Japan and circumference have been investigated minutely by Dr. T. NAKAI, Dr. G. KOIDZUMI, Dr. M. KITAGAWA, Mr. H. KOIDZUMI and the writer himself. The total number of species reported from there accumulated to a considerable size. Yet no synopsis of all the *Taraxaca* of Japan and circumference has been published. The present work is a synopsis of the endemic *Taraxaca* from there, excluding naturalized species.

The writer wishes to express his appreciation to Dr. G. KOIDZUMI for his kind direction and the warmest encouragement through many years. He is particularly indebted to Dr. M. TATEWAKI and Dr. J. OHWI, who have given him valuable materials.

This investigation has been carried on by a grant from the Scientific Research Fund of the Ministry of Education.

Taraxacum WIGG.

Taraxacum (ZINN, 1757 pro parte) WIGGERS, Prim. Fl. Holsat. (1780) p. 56—nomen conservandum ad *Hedypnois* SCOP., Fl. Car. ed. 2 11 (1772) p. 99.—HANDEL-MZT., Monogr. Gatt. *Taraxacum* (1907) p. 1.

Taraxacum L., Syst. ed. 1 (1735).—Index Kew. II (1895) p. 1037.

Taraxacum HALL, En. Stirp. Helv. II (1742) p. 739 excl. spec.

Taraxacum BOEHM. in LEDW, Gen. Pl. ed. 3 (1760) p. 175.—DAHLST. in LINDMANN, Svensk Fanerogamen Flora (1918) p. 559.

Leontodon L., Gen. Pl. ed. V (1754) p. 349 pro parte.—ADANSON, Fam. Pl. II (1763) p. 112.

Lasiopus DON in SWEET, The Brit. Flower Garden II (1836) t. 346.

Caramanica TIN. Pl. Rar. Sic. (1846) p. 3.

Sect. **Borealia**

Taraxacum sect. **Borealia** HANDEL-MAZETTI, Monogr. Tarax. (1907) p. 58.

Involucrum atroviride. Corolla intense flava. Caulis ad collum plerumque dense fusco-squamato .... *Ceratophora*.

Involucrum viride. Corolla flava vel albescens. Caulis ad collum parce fusco-squamato .... *Mongolica*.

Subsect. 1 Ceratophora

Subsect. **Ceratophora** HANDEL-MZT., Monogr. Tar. (1907) p. 58.—DAHLST. in C. A. LINDMANN, Svensk Fan. (1918) p. 539 et 562, in Acta Horti Göth. II (1926) p. 166.

Distr. Hemisph. bor. in alpinis vel in locis frigidis.

Clavis *Taraxacorum* Japonicorum, Sachalinensium, Kurilensiumque

1. Involucrum parvum sub anthesi 12-15mm. longum .... 2.
   Involucrum majore sub anthesi 15-21mm. longum .... 8.
2. Folia pinnatisecta, laciniis multijugis, sinis ad costam attingentibus, lobo terminali saepe acuminato, squamae exteriores oblongae ecorniculatae .... *T. yuparense.*
   Folia pinnatifida vel loba, sinis ad costam non attingentibus, lobo terminali saepe obtuso raro acuto .... 3.
3. Involucri squamae exteriores supra medium interiorum attingentes . . 4.
   Involucri squamae exteriores ad vel infra medium interiorum attingentes .... 5.
4. Involucri squamae exteriores oblongo-lanceolatae albo-marginatae . . .. *T. Miyagii.*
   Involucri squamae exteriores ovato-oblongae amplae non marginatae .... *T. grandisquamatum.*
5. Involucri squamae exteriores oblongo-lanceolatae, corniculis obtusis praeditae .... 6.
   Involucri squamae exteriores late ovatae vel ovato-oblongae apice caudato-acuminatae parvicorniculatae .... 7.
6. Involucri squamae exteriores ad apicem corniculis erectis obtusis praeditae. Folia deorsum angustata .... *T. sachalinense.*
   Involucri squamae exteriores sub apice corniculis patentibus obtusis praeditae. Folia deorsum non angustata sessilia ...... *T. Kojimae.*
7. Involucri squamae exteriores oblongae apice ecorniculatae. Folia deorsum angustata .... *T. neosachalinense.*
   Involucri squamae exteriores ovatae apice parvicorniculatae. Folia deorsum non angustata .... *T. Chamissonis.*
8. Involucri squamae exteriores valde abbreviatae $^1/_3$ interiorum attingentes .... 9.
   Involucri squamae exteriores ad vel supra medium interiorum attingentes .... 11.
9. Involucri squamae exteriores late oblongae raro lanceolatae corniculatae .... *T. shimushirense.*
   Involucri squamae exteriores ovatae vel late ovatae .... 10.
10. Involucrum pruinosum, squamae exteriores ovatae. Folia lingulata tantum dentato-serrata .... *T. yatsugatakense.*
    Involucrum non pruinosum, squamae exteriores late ovatae. Folia

pinnatifida, lobo terminali parvo. .... *T. shumushuense.*
11. Involucri squamae saepe supra medium interiorum attingentes ... 12.
Involucri squamae exteriores semper ad medium interiorum attingentes .... 14.
12. Involucri squamae sub anthesi patentes post anthesin reflexae, apice cornicultae. Involucrum pruinosum .... *T. nairoense.*
Involucri squamae adpressae vel erectae .... 13.
13. Involucrum pruinosum 15-18mm. longum, squamae oblongo-lanceolatae saepe ecorniculatae indistincte albo-marginatae ...... *T. alpicola.*
Involucrum epruinosum, 17-19mm. longum, squamae ovato-oblongae saepe corniculatae disitncte albo-marginatae ...... *T. shikotanense.*
14. Involucrum sub anthesi 15-16mm. longum .... 15.
Involucrum sub anthesi 17-19mm. longum .... 17.
15. Capitula post anthesin nutantia, involucri squamae exteriores oblongae parvicorniculatae, folia sinuatodentata .... *T. pseudolasianthum.*
Capitula post anthesin erecta .... 16.
16. Involucri squamae exteriores ovatae vel ovato-oblongae ecorniculatae, folia tantum sinuato-dentata, crassiuscula .... *T. Tatewakii.*
Involucri squamae exteriores ovato-oblongae corniculatae, folia parce mucronulato-dentata vel incisodentata, tenuia .... *T. Yamamotoi.*
17. Involucri squamae exteriores elliptico-oblongae abrupte breviter caudatae .... *T. ketoiense.*
Involucri squamae exteriores ovato-oblongae sensim caudatae .... 18.
18. Involucrum intense pruinosum, squamae exteriores ecorniculatae, late albo-marginatae .... *T. Otagirianum.*
Involucrum atroviride, squamae exteriores corniculatae .... 19.
19. Involucri squamae exteriores ad apicem corniculis maximis patentibus 3-4mm. longis praeditate. Folia lingulata tantum dentato-serrata.. .... *T. chirieanum.*
Involucri squamae exteriores ad apicem corniculis 1-2mm. longis praeditae, folia pinnatifida .... *T. perlatescens.*

Taraxcaum yuparense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 358.

T. officinale var. *lividum* subvar. *dissectissimum* KOIDZ. in Tokyo Bot. Mag. XXXI (1917) p. 142.

Nom. jap. *Takane-tampopo* (G. KOIDZUMI 1917), *Yubari-tampopo* (H. K. 1933).

Hab. in zona alpina. Hokkaido. *Ishikari, Hidaka.*

Taraxacum Miyakei KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. IX (1942) p. 267.

Nom. jap. *Notasan-tampopo* (S. KITAMURA 1942).

Hab. Sachalin. Notasan, Outorigawa.

Taraxacum grandisquamatum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 618.—SUGAWARA, Ill. Fl. Saghal. IV (1940) p. 1915, t. 881.

Nom. jap. *Daiho-tampopo* (H. KOIDZUMI 1936).

Hab. Sachalin. secus Shiskagawa.

Taraxacum sachalinense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 121.

T. trigonolobum f. *sachalinense* H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 588.

Nom. jap. *Karafuto-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Karafuto-hime-tampopo* (H. KOIDZUMI 1934).

Hab. in montibus. Sachalin. mt. Horoto, Chirikoro.

Distr. Manshuria. *Kokkasho:* Mazar (M. TATEWAKI n. 1453).

This species is distinguished from *T. Chamissonis* by the leaves always petiolate, not sessile and by its outer involucral scales narrower, with a erect horn at the very top, not below the top.

Taraxacum Kojimae KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 119.

T. trigonolobum (non DAHLST.) H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 587 pro parte.

Nom. jap. *Ko-tampopo* (S. KITAMURA 1933).

Hab. Kuriles. Insula Parmushir.

Taraxacum neo-sachalinense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 619.—SUGAWARA, Ill. Fl. Saghal. IV (1940) p. 1917, tab. 882.

Nom. jap. *Ko-iwa-tampopo* (H. KOIDZUMI 1936).

Hab. Sachalin. secus Shiskagawa.

Taraxacum Chamissonis GREEN in Pittonia IV (1901) p. 208.—SHERFF in Bot. Gaz. LXX (1920) p. 342 pl. XXXIII d.—KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. IV (1935) p. 78.

T. trigonolobum DAHLST. in Arkiv für Botanik 20 (1926) p. 8, fig. 5. —HULTÉN, Fl. Kamtsch. IV (1930) p. 229.—HUGLUND in HULTÉN, Fl. Aleut. (1939) p. 339.

T. crassicollum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XI (1935) p. 469.

T. yezoalpinum NAKAI ex H. KOIDZUMI, l. c. p. 359.

T. aleuticum TATEWAKI et KITAMURA in TATEWAKI et KOBAYASHI, Contr. Fl. Aleut. (1934) p. 89.

T. alaid-montanum H. KOIDZUMI, l. c. XI (1935) p. 467.

T. livens H. KOIDZUMI, l. c. IX (1933) p. 358.

T. Ohashitatsuoi KOIDZUMI in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 125.

Nom. jap. *Hosoba-tampopo* (G. KOIDZUMI 1933), *Kumoma-tampopo* (H. K. 1933).

Hab. in alpinis vel in locis frigidis. Kuriles. Insula Araito, Insula Shumushu, Insula Paramushir. Hokkaido. *Ishikari*, mt. Daisetsu, mt. Shiratori, mt. Ashibetsu.

Distr. Kamtschatka et Insul. Aleut.

Taraxacum shimushirense TATEWAKI et KITAMURA in Acta Phytotax.

Geobot. III (1934) p. 105.

Nom. jap. *Shimushi-tampopo* (S. KITAMURA 1934).

Hab. Kuriles. Insula Shimushir.

Taraxacum yatsugatakense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 355.

Nom. jap. *Yatsugatake-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. in alpinis. Hondo. *Shinano,* mt. Yatsugadake. *Suruga,* mt. Akaishi.

Taraxacum shumushuense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 124.

T. pseudo-trigonolobum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XI (1935) p. 747 cum var. *spathulato.*

T. brevisquamum H. KOIDZUMI, l. c. p. 472 cum var. *latissimiquamato.*

T. latisquameo simile sed involucro majore.

Nom. jap. *Shumushu-tampopo* (S. KITAMURA 1933).

Hab. Kuriles. Insula Shumushu.

Taraxaum nairoense H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 593.

Hab. Sachalin. Nairo.

Taraxacum alpicola KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 123.

T. japonense NAKAI ex H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. X (1934) p. 308.

T. togakushiense H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 667.

T. kurohimense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 363.

Nom. jap. *Miyama-tampopo* (T. MAKINO 1905), *Tateyama-tampopo* (S. K. 1933).

Hab. in alpinis siccioribus. Hondo. *Kaga, Yetchu, Shinano, Yechigo.*

var. **shiroumense** (H. KOIDZUMI) KITAMURA comb. nov.

T. shiroumense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 362.

Nom. jap. *Shirouma-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. Hondo. *Shinano,* mt. Shirouma. *Suruga,* mt. Akaishi, mt. Arakawa.

Taraxacum shikotanense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (mar. 1933) p. 126.

T. yezoense H. KOIDZUMI in Kyozai-koza Vol. VI no. 9 (1930) p. 14 nomen nudum, in Journ. Jap. Bot. IX (oct. 1933) p. 360.

Abs *T. platycrano* involucri squamis exterioribus longioribus, superioribus interioribusque disticte corniculatis distinguendum.

Nom. jap. *Shikotan-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Nemuro-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. in litoribus maritimis. Kuriles. Insula Shikotan, Insula Yetrofu, Insula Urup, Insula Ketoi, Insula Ushishir, Insula Rashiwa, Insula Ekaruma. Hokkaido. *Nemuro, Kushiro, Iburi, Kitami.*

Taraxacum pseudolasianthum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 592.—SUGAWARA, Ill. Fl. Saghal. IV (1940) p. 1905, t. 876.

Nom. jap. *Ishiyama-tampopo* (H. KOIDZUMI 1934).

Hab. Sachalin. Ishiyama prope Shiritori (S. KITAMURA).

The writer observed this species in its type locality. This is a distinct species. The heads are pendulous after the anthesis. The leaves are thick and sinuate-dentate on their margin.

Taraxacum Tatewakii KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. XI (1942) p. 266.

Nom. jap. *Atsuba-tampopo* (S. KITAMURA 1942).

Hab. Sachalin. Shiska, Ishibaiyama, Perengai, Naruko, Atsnai, Okadayama.

Taraxacum Yamamotoi KOIDZUMI in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 127.

T. frigicorum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XI (1935) p. 465 cum var. *parvisquamo*.

T. grandifolium H. KOIDZUMI, l. c. p. 472.

Nom. jap. *Maruba-tampopo* (G. KOIDZUMI 1933), *Kanchi-tampopo* (H. K. 1935).

Hab. Kuriles. Insula Paramushir, Insula Alide, Insula Shumushu.

This species is characterized by its leaves usually ligulate and sparlingly dentate, and by its involcral scales blackgreen and not broadly white margined.

Taraxacum ketoiense TATEWAKI et KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. III (1934) p. 106.

Proximum *T. shikotanense* a quo involucri squamis exterioribus parum brevioribus ellipticis abrupte breviter caudatis distinguendum.

Nom. jap. *Ketoi-tampopo* (S. KITAMURA 1934).

Hab. Kuriles. Insula Ketoi.

Taraxacum platypecidum DIELS in FEDDE, Rep. Sp. Nov. XII, Beih. (1922) p. 515.—DAHLST. in Acta Horti Göth. II (1926) p. 146, Fig. I, Tafel I, 1–3.

T. Otagirianum KOIDZUMI in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 127.

T. albo-marginatum KITAMURA, l. c. IV (1935) 5 p. 103.

T. saxatile H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 594.

T. pruinosum H. KOIDZUMI, l. c. p. 596.

T. multisectum KITAGAWA in Rep. Inst. Sci. Res. Manch. II (1938) p. 311.

T. sachalinense H. KOIDZUMI, l. c. p. 597 non KITAMURA.

T. Koidzumii NEMOTO, Fl. Jap. Suppl. (1936) p. 826.

T. Sugawarae H. KOIDZUMI, l. c. p. 588.

T. imbricatum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 358.

Nom. jap. *Odasamu-tampopo* (G. KOIDZUMI 1933), *Shimofuri-tampopo* (H. KOIDZUMI 1934). *Karafuto-tampopo* (H. KOIDZUMI 1934), *Yezofuji-*

tampopo (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. Sachalin. Odasamu, Shian, mt. Mimizuku, Tomarioro, Kashiho, Maguntanhama, Toobutsu, mt. Tosso. Hokkaido. *Shiribeshi:* mt. Yezofuji. Korea. *Kanhoku, Kannan, Kogen.*

Distr. China. *Hopei, Shansi, Kansu.* Manshuria. *Hotensho, Kitsurinsho, Nekkasho.*

Taraxacum chirieanum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. XI (1942) p. 267.

Nom. jap. *Chirie-tampopo* (KITAMURA 1942).

Hab. Sachalin. Shiskagun, Chirie.

Taraxacum perlatescens DAHLST. in Arkiv für Bot. 20(1926) p. 13, fig. 8.

T. Kudoanum TATEWAKI et KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. III (1934) p. 104.—H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XI(1935) p. 462 cum var. *subreflexo,* var. *denticulato-marginato,* var. *nudicollo* et var. *angustisquamato.*

T. latisquameum (non DAHLST.) TATEWAKI in Trans. Sapp. Nat. Hist. Soc. IX(1927) p. 191.

Nom. jap. *Araito-tampopo* (TATEWAKI 1927), *Kitachishima-tampopo* (H. KOIDZ. 1935).

Hab. Kuriles. Insula Paramushir, Insula Shumushu, Insula Araid.

Distr. Kamtschatka.

Subsect. 2. **Mongolica**

Subsect. **Mongolica** DAHLST. in Acta Horti Göth. II(1926) p. 159.

Subsect. *Ceratophora* HANDEL-MZT., Monogr. Tarax. (1907) p. 58 pro parte.

Distr. Asiae-orientalis in pratis vel in montibus.

Clavis *Taraxacorum* Japonicorum

1. Involucrum foliaque dilute viridia, corolla alba raro flavescens .... 2.
   Involucrum foliaque viridia, corolla flava .... 3.
2. Scapi sub anthesi quam folia longiores. Involucri squamae exteriores ovato-oblongae apice distincte corniculatae .... *T. albidum.*
   Scapi sub anthesi quam folia breviores vel ea aequantes. Involucri squamae exteriores ovatae apice parvicorniculatae .... *T. shinanense.*
3. Involucrum parvum sub anthesi 13–14mm. longum .... 4.
   Involucrum majus sub anthesi 15–20mm. longum .... 7.
4. Involucri squamae exteriores infra medium interiorum attingentes oblongo-lanceolatae vel ovato-lanceolatae parvicorniculatae vel ecorniculatae .... *T. japonicum.*
   Involucri squamae exteriores ad vel supra medium interiorum attingentes .... 5.
5. Involucri squamae exteriores supra medium interiorum attingentes,

ovatae vel ovato-oblongae, corniculatae vel ecorniculatae . . *T. variabile.*
Involucri squamae exteriores ad medium interiorum attingentes . . . 6.
6. Involucri squamae exteriores ovato-oblongae parvicorniculatae . . . . *T. kiushianum.*
Involucri squamae exteriores oblongae ecorniculatae . . *T. kusakaiense.*
7. Involucri squamae exteriores infra medium interiorum attingentes late ovatae apice obtusae. Folia pectinato-pinnatifida . . *T. pectinatum.*
Involucri squamae exteriores ad vel supra medium interiorum attingentes . . . . 8.
8. Involucri squamae exteriores supra medium interiorum attingentes . 9.
Involucri squamae exteriores ad medium interiorum attingentes . . 11.
9. Involucri squamae exteriores dorso secus costam nigrescentes, ovato-lanceolatae, apice ecorniculatae vel parvicorniculatae, achenia 5mm. longa 1mm. lata . . . . *T. Maruyamanum.*
Involucri squamae exteriores virides apice corniculatae . . . . 10.
10. Involucri squamae exteriores oblongae apice modeste corniculatae. . . . . *T. sendaicum.*
Involucri squamae exteriores oblongo-lanceolatae apice longe corniculatae, achenia 3–4mm. longa 1.2–1.4mm. lata . . . . *T. longeappendiculatum.*
11. Involucri squamae exteriores sub anthesi patentes oblongo-lanceolatae vel oblongae parvi-corniculatae . . . . *T. yetrofuense.*
Involucri squamae exteriores sub anthesi adpressae . . . . 12.
12. Involucri squamae exteriores oblongae vel lanceolatae . . . . 13.
Involucri squamae exteriores ovatae vel ovato-oblongae . . . . 14.
13. Involucri squamae exteriores apice parvicorniculatae vel ecorniculatae . . . . *T. elatum.*
Involucri squamae exteriores distincte corniculatae . . . *T. ceratolepis.*
14. Involucri squamae exteriores virides ovato-oblongae raro ovatae saepe distincte corniculatae . . . . *T. platycarpum.*
Involucri squamae exteriores ecorniculatae raro parvicorniculatae . 15.
15. Involucri squamae exteriores virides ovatae vel late ovatae . . . . *T. hondoense.*
Involucri squamae exteriores hyalino-membranaceae superne rosaseentes, ovatae vel ovato-oblongae . . . . *T. Arakii.*

Taraxacum albidum DAHLST. in Acta Horti Berg. IV (1907) p. 11, fig. 2, tab. 1, 9–5.—H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. X (1934) p. 72 cum var. *genuino* et f. *fimbriato.*

T. albiflorum (MAKINO) KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XXXVIII (1924) p. 94.

T. Hideoi NAKAI ex H. KOIDZUMI in Jour. Jap. Bot. IX (1933) p. 351.

T. officinale var. *albiflorum* MAKINO in List Seeds Bot. Gard. Imp. Univ. Tokyo 1895 p. 20.

Nom. jap. *Shirobana-tampopo, Kibi-shiro-tampopo* (H. KOIDZUMI

1933).

Hab. Hondo. *Musashi, Kai, Sagami, Totomi, Mino, Ohmi, Tamba, Yamashiro, Kii, Iwami, Tango, Inaba, Idzumo, Nagato, Bitchu, Bingo.* Shikoku. *Iyo, Tosa.* Kiushiu. *Chikuzen, Chikugo, Hiuga, Hidzen, Higo, Ohsùmi, Satsuma.*

f. **sulfureum** (H. KOIDZUMI) KITAMURA comb. nov.

T. albidum var. *sulfureum* H. KOIDZ. in Journ. Jap. Bot. X (1934) p. 308, et var. *igaense* H. KOIDZ., l. c. XII (1936) p. 629.

Nom. jap. *Kibana-shiro-tampopo* (H. KOIDZUMI 1934).

Hab. Kiushiu. *Chikugo.* Hondo. *Tajima, Suwo.*

Taraxacum shinanense H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. LXVII (1933) p. 89 cum var. *genuino*, var. *ecorniculato*, var. *latifolio*, var. *sagittato-hastato.*

T. denudatum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. LXVII (1933) p. 94.

T. nambuense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 363.

T. shinanense var. *nambuense* H. KOIDZ., l. c. XII (1934) p. 713.

Nom. jap. *Usugi-tampopo* (H. K. 1933), *Oku-usugi-tampopo* (H. K. 1933), *Nambu-shiro-tampopo* (H. K. 1933).

Hab. Hondo. *Mutsu, Rikuchu, Rikuzen, Uzen, Iwaki, Hitachi, Shinano.*

Taraxacum japonicum KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XXXVIII (1924) p. 96 pro parte quoad pl. kiotoenses.—H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 818 cum var. *genuino*, var. *ecorniculato* et var. *kansaiensi.*

T. bitchuense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 352.

T. liukiuense H. KOIDZUMI, l. c. p. 350.

T. okinawaense H. KOIDZUMI, l. c. XII (1936) p. 627 cum var. *ecorniculato.*

T. kansaiense KOIDZUMI in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 125.

Nom. jap. *Kansai-tampopo* (G. KOIDZUMI 1924, spharmate *Kansei-tampopo*), *Bitchu-tampopo* (H. K. 1936), *Liukiu-tampopo* (H. K. 1933).

Hab. Hondo. *Yamashiro, Ohmi, Tamba, Kii, Settsu, Kawachi, Yamato, Harima, Awaji, Bitchu, Bizen, Inaba, Bingo.* Shikoku. *Awa, Iyo, Tosa.* Kiushiu. *Chikuzen, Chikugo, Hizen.* Liukiu. Insula Okinawa, Insula Kume.

Taraxacum variabile KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. III (1934) p. 106.

T. platycarpum var. *variabile* (KITAM.) H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. L (1936) p. 147.

Nom. jap. *Kitsune-tampopo* (S. KITAMURA 1934).

Hab. Hondo. *Sagami.*

Taraxacum kiushianum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 100.

T. japonicum var. *macrolepis* H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 819.

T. Imaizumii H. KOIDZUMI, l. c. p. 625.

T. shikokianum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 121.

Nom. jap. *Tsukushi-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933), *Shikoku-tampopo*

(S. KITAMURA 1933).

Hab. Kiushiu. *Buzen, Bungo, Chikuzen, Chikugo, Hizen.* Shikoku. *Iyo.*

This species is characterized by its small heads and oblong-ovate scales usually slightly purple at the top.

Taraxacum kuzakaiense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. XI (1942) p. 269.

Nom. jap. *Kuzakai-tampopo* (KITAMURA 1942).

Hab. Hondo. *Rikuchu.*

Taraxacum pectinatum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 119.—H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 820 cum var. *Ikomae.*

T. Nemotoi H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 355.

T. Numajirii H. KOIDZUMI, l. c. p. 364.

Nom. jap. *Kushiba-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Koya-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. Hondo. *Bitchu, Izumo, Tango, Yamashiro, Kii, Ise, Yetchu.* Shikoku. *Tosa.*

Abs *T. kiushiano* involucro majore, squamis exterioribus brevioribus ovatis vel late ovatis apice fere obtusis viridescentibus margine dense villosis, foliis plerumque pectinato-pinnatifidis distinguendum.

Taraxacum Maruyamanum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. VI (1937) p. 20.

Nom. jap. *Oki-tampopo* (S. KITAMURA 1937).

Hab. Hondo. Insula Oki.

Taraxacum longeappendiculatum NAKAI in Tokyo Bot. Mag. XL (1926) p. 576.—H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. X (1934) p. 71 cum var. *genuino,* var. *Nakaii,* var. *macrolepide* et f. *laciniatorecurve,* in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 682 cum var. *micrantho,* var. *glabrisquamato* et var. *mino.*

T. tokaiense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 122.

T. micranthum KITAMURA, l. c. p. 183.

T. longe-appendiculatum var. *tokaiense* KITAMURA, l. c. III (1934) p. 108.

T. Nakaii H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 354.

T. denticorne var. *apiculatum* H. KOIDZUMI et var. *grandisquamatum* H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 675.

T. candidum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XI (1935) p. 563.

Nom. jap. *Hiroha-tampopo* (T. NAKAI 1926), *Tokai-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Jingu-tampopo* (S. K. 1933), *Boso-tampopo* (H. K. 1933).

Hab. Hondo. *Kii, Ise, Shima, Mino, Mikawa, Owari, Totomi, Suruga, Idzu, Sagami, Awa, Nagato.*

f. **albo-flavescens** KITAMURA f. n.

Flores alboflavescentes.

Hab. Hondo. *Mino.*

Taraxacum yetrofuense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (sept. 1933) p. 184.

T. giganteum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (oct. 1933) p. 362.

T. vegetum H. KOIDZUMI, l. c. p. 361.

T. longifolium H. KOIDZUMI, l. c. p. 361.

Nom. jap. *Yetrofu-tampopo* (S. KITAMURA sept. 1933), *Oh-tampopo* (H. KOIDZUMI oct. 1933).

Hab. Kuriles. Insula Yetrofu.

Taraxacum hondoense NAKAI ex H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 119 cum var. *corniculato* et f. *glabello* et f. *longifolio.*

T. inugawaense H. KOIDZUMI, l. c. p. 97 cum f. *irregularipinnato* et f. *rotundato-obtuso.*

T. venustum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 105 cum var. *genuino* et var. *ecorniculato.*

T. Miyabei H. KOIDZUMI, l. c. p. 113.

T. brachyphyllum H. KOIDZUMI, l. c. p. 109.

T. rhodobasis H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 359.

T. napifolium H. KOIDZUMI, l. c. p. 356.

T. robustius H. KOIDZUMI, l. c. XI (1935) p. 564.

T. hondoense var. *robustum* H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 124.

T. sonchifolium H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 349, based on abnormal individuals.

T. Tobai H. KOIDZUMI in Journ. Pl. Iwateken Vol. II (1934) p. 14.

T. tenuifolium H. KOIDZUMI, l. c. II (1937) p. 102, 148 non KOCH (1840).

T. Yukii H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 621.

T. patulum H. KOIDZUMI, l. c. IX (1933) p. 353.

T. towadense H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 676.

T. filicinum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (1933) p. 350.

T. denticulato-marginatum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 670.

T. fujisanense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XI (1935) p. 562.

T. inaense H. KOIDZUMI, l. c. p. 561.

T. albociliatum H. KOIDZUMI, l. c. p. 561.

T. neorodobasis H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 680.

Nom. jap. *Yezo-tampopo* (H. KOIDZUMI in 1933 sub *T. venusto*), *Inugawa-tampopo* (H. K. 1933), *Tampopo* (H. K. 1933 sub *T. hondoensi*) etc.

Hab. Hokkaido. *Ishikari, Kushiro, Nemuro, Hidaka, Shiribeshi, Kitami, Oshima.* Hondo. *Mutsu, Rikuchu, Rikuzen, Uzen, Iwashiro, Iwaki, Hitachi, Ugo, Shimotsuke, Kotsuke, Musashi, Shimosa, Kai, Suruga, Shinano, Yechigo, Yetchu, Noto, Kaga.*

f. **rubicundum** (G. KOIDZ.) H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 123.

T. platycarpum var. *rubicunda* KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XXXVIII (1924) p. 95.

Nom. jap. *Beni-tampopo* (G. KOIDZUMI 1924).

Hab. Hondo. *Shinano.*

f. **albo-flavescens** H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 123.

T. inugawaense f. *albo-flavescens* H. KOIDZUMI, l. c. p. 100.

Nom. jap. *Usujiro-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. Hondo. *Kai, Hitachi, Iwaki.*

f. **dissectissimum** H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 715.

T. hondoense subsp. *dissectissimum* H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 124.

T. dissectissimum H. KOIDZUMI, l. c. p. 684.

T. hastato-trilobatum H. KOIDZUMI in Journ. Pl. Iwateken II (1934) p. 110.

Nom. jap. *Kireha-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. Hondo. *Ugo, Rikuzen, Shinano, Kai, Mino.*

f. **tubiflorum** (H. KOIDZUMI) KITAMURA comb. nov.

T. hondoense var. *tubiflorum* H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 716.

T. tubiflorum H. KOIDZUMI, l. c. IX (1933) p. 352.

Nom. jap. *Kudazaki-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. in horto culta.

var. **leiophyllum** (H. KOIDZUMI) KITAMURA comb. nov.

T. leiophylllum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 102.

T. nudicorum H. KOIDZUMI, l. c. p. 117.

T. Hatsuroi H. KOIDZUMI in Journ. Pl. Iwateken II (1937) p. 103 cum var. *mino.*

T. spathulatum H. KOIDZUMI, l. c. p. 10.

T. cirsiifolium H. KOIDZUMI, l. c. p. 13.

T. Iwabuchii H. KOIDZUMI, l. c. p. 8.

T. pseudosachalinense H. KOIDZUMI, l. c. p. 9.

T. aristatum H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 111.

Nom. jap. *Iwate-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933) etc.

Hab. Hondo. *Rikuchu, Mutsu.* Hokkaido. *Oshima, Kushiro, Shiribeshi, Ishikari, Kitami.*

Taraxacum platycarpum DAHLST. in Acta Horti Berg. IV (1907) p. 14, fig. 3–6, tab. I, fig. 16–22.

T. denticorne H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVIII (1934) p. 673.

T. platycarpum var. *ecorniculatum* H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. L (1936) p. 146.

T. luteopapposum H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 623.

T. Tsurumachii KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. III (1934)

T. hitachiense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 622.

T. mongolicum HANDEL-MZT., Monogr. Tarax. (1907) p. 67 pro parte.

Nom. jap. *Kwanto-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933).

Hab. Hondo. *Musashi, Shimosa, Awa, Hitachi, Sagami, Idzu, Kai, Suruga.*

f. **rubescens** KITAMURA f. nov.

Flores intense rubescentes inferne albo-flavescentes.

Nom. jap. *Benifude* nom. hort.

Hab. in horto culta.

f. **albo-flavescens** H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII (1936) p. 817.

Flores albo-flavescentes.

Nom. jap. *Usujiro-tampopo* (H. KOIDZUMI 1936).

Hab. Hondo. *Musashi.*

Taraxacum sendaicum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. III (1934) p. 104.

T. platycarpum var. *sendaicum* (KITAMURA) H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. L (1936) p. 147.

Nom. jap. *Sendai-tampopo* (S. KITAMURA 1934).

Hab. Hondo. *Rikuzen.*

Taraxacum elatum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (mars 1933) p. 118 pro parte quoad typ.

T. japonicum KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XXXVIII (1924) p. 96 pro parte min. quoad specim. ex mt. Ibuki.

T. minoense H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. IX (oct. 1933) p. 353.

T. yetchuense H. KOIDZUMI, l. c. p. 354.

T. kisoense H. KOIDZUMI, l. c. p. 350.

Nom. jap. *Seitaka-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Mino-tampopo* (H. KOIDZUMI 1933), *Yetchu-tampopo* (H. K. 1933), *Kiso-tampopo* (H. K. 1933).

Hab. Hondo. *Ohmi, Yechizen, Kaga, Noto, Yetchu, Hida, Mino, Ise.*

var. **ibukiense** KITAMURA var. nov.

Involucri squamae dorso semper nigroviridescentes margine anguste albo-membranaceae.

Nom. jap. *Ikubi-tampopo* nov.

var. **deforme** KITAMURA var. nov.

Scapi apice saepe conspicue incrassati. Involucrum sub anthesi 18mm. longum, squamae exteriores deformes, nunc ovato-oblongae 10–11mm. longae 4.5–5mm. latae, nunc oblongae vel anguste oblongae 7–8mm. longae 2–2.5mm. latae. Achenia fertilia.

Nom. jap. *Nagaoka-tampopo* nov.

Hab. cum *T. elato* mixte crescens. Hondo. *Ohmi.*

Taraxacum Arakii KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 182.

T. Arakii var. *ecorniculatum* H. KOIDZUMI in Journ. Jap. Bot. XII

(1936) p. 820.

T. iyoense H. KOIDZUMI, l. c. p. 624.

T. albofimbriatum H. KOIDZUMI, l. c. p. 626.

Nom. jap. *Yamazato-tampopo* (Y. ARAKI 1933), *Iyo-tampopo* (H. K. 1936).

Hab. Hondo. *Tajima, Tamba, Idzumo, Bitchu, Inaba.* Shikoku. *Iyo, Tosa.*

Taraxacum ceratolepis KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 183.

Nom. jap. *Kensaki-tampopo* (Y. ARAKI 1933).

Hab. Hondo. *Tamba, Idzumo.*

Clavis *Taraxacorum* Koreanorum, Formosanorumque

1. Involucrum majus sub anthesi 18–20mm. longum, squamae exteriores supra medium interiorum attingentes oblongae distincte corniculatae. Folia plerumque latissima .... *T. latifolium.*
   Involucrum minus. Folia plerumque angustiora .... 2.
2. Involucri squamae exteriores distincte albo-marginatae, ovato-oblongae vel oblongae ecorniculatae vel parvicorniculatae. Involucrum 14–18mm. longum .... *T. platipecidum.*
   Involucri squamae virides non distincte albo-marginatae .... 3.
3. Involucrum parvum sub anthesi 9–13mm. longum atro-viride basi saepe turbinatum, squamae exteriores oblongo-lanceolatae ecorniculatae parce pilosae. Scapi glabri .... *T. hallaisanense.*
   Involucrum mediocre, viride vel dilute viride basi rotundatum. Scapi sub capitulo floccosi .... 4.
4. Involucri squamae exteriores ovatae ad vel infra medium interiorum attingentes. Achenia semper tantum apice spinuloso-tuberculata, ceterum striata .... *T. Ohwianum.*
   Involucri squamae exteriores oblongo-lanceolatae vel lineari-lanceolatae ad vel supra medium interiorum attingentes. Achenia tota tuberculata .... 5.
5. Corolla alba vel albo-flavescens. Involucrum 15–18mm. longum dilute viride, squamae exteriores supra medium interiorum attingentes oblongo-lanceolatae .... *T. coreanum.*
   Corolla flava. Involucrum viride .... 6.
6. Involucrum 12mm. longum, squamae exteriores oblongo-lanceolatae ad vel supra medium interiorum attingentes densiuscule pilosae praecipue apice saepe floccosae .... *T. mongolicum.*
   Involucrum 15–16mm. longum, squamae exteriores lineares vel linari-lanceolatae supra medium interiorum attingentes, distincte corniculatae parce pilosae .... *T. formosanum.*

Taraxacum latifolium KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 120.

T. variegatum KITAGAWA in Rep. Inst. Sci. Res. Manch. II (1938) p. 303, fig. 1.

Nom. jap. *Hiroha-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Yogore-tampopo* (M. KITAGAWA 1938).

Hab. Korea. *Kanhoku.*

Distr. Manshuria. *Kitsurinsho, Hotensho.*

Taraxacum hallaisanense NAKAI in Tokyo Bot. Mag. XXIX (1915) p. 11.

Nom. jap. *Iwa-tampopo* (T. MORI 1922), *Tanna-tampopo* (T. NAKAI 1923).

Hab. Korea. Insula Quelpaert, *Keiki.*

Taraxacum Ohwianum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 124.

T. asiaticum (non DAHLST. err. det.) NAKAI in Tokyo Bot. Mag. XLVI (1932) p. 62.

T. mandshuricum NAKAI ex H. KOIDZUMI, l. c. L (1936) p. 89.

T. lamprolepis KITAGAWA in Rep. Inst. Sci. Res. Manch. II (1938) p. 306.

Nom. jap. *Korai-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Asia-tampopo* (T. NAKAI 1932).

Hab. Korea. *Kanhoku, Kannan, Heinan, Keiki, Zennan.*

Distr. Manshuria. *Kantoshu, Hotensho, Kitsurinsho.*

Taraxacum coreanum NAKAI, Fl. Sylv. Kor. XIV (1923) p. 123 nomen nudum, in Tokyo Bot. Mag. XLVI (1932) p. 62 cum descrip.

T. glabrisquamum NAKAI ex H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. L (1936) p. 87.

T. pseudo-albidum KITAGAWA, l. c. XLVII (1933) p. 831.

T. Taquetii H. KOIDZUMI, l. c. p. 86 cum var. *pinnatipartito.*

T. peninsulae NAKAI ex H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 96.

Nom. jap. *Keirin-shiro-tampopo* (T. NAKAI 1932), *Korai-tampopo* (T. NAKAI 1932).

Hab. Korea. *Kanhoku, Kannan, Keiki, Kokai, Zennan, Keinan,* Insula Quelpaert.

Distr. Manshuria. *Kantoshu, Hotensho, Kitsurinsho.*

f. **lutescens** (KITAGAWA) KITAMURA comb. nov.

T. pseudoalbidum var. *lutescens* KITAGAWA, l. c. p. 833.

Nom. jap. *Usuiro-tampopo* (M. KITAGAWA 1933).

Hab. Korea. *Keiki, Keinan.*

Distr. Manshuria.

Taraxacum mongolicum (HANDEL-MZT., Monogr. Tarax. (1907) p. 67 pro parte.—DAHLST. in Acta Horti Göth. XII (1926) p. 159 fig. 7. taf. II 12–17.—KITAGAWA in Tokyo Bot. Mag. XLVII (1933) p. 824, fig. 1, 10–1.

T. liaotungense KITAGAWA, l. c. p. 825.

T. kansuense NAKAI ex H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. L (1936)

p. 91.

T. quelpaertense KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 184.

T. erythropodium KITAGAWA in Rep. Inst. Sci. Res. Manch. II (1938) p. 304.

Nom. jap. *Moko-tampopo* (T. NAKAI et H. KOIDZUMI 1933), *Ryoto-tampopo* (M. KITAGAWA 1933).

Hab. Korea. *Keinan, Heinan, Keiki,* Insula Quelpaert.

Distr. Manshuria. *Kantoshu, Hotensho, Kitsurinsho, Hinkosho.* China. *Hopei, Shantung, Shansi, Shensi, Kansu, Sechuan, Hupeh, Hunan, Kiangsu, Yunnan.*

Taraxacum formosanum KITAMURA in Acta Phytotax. Geobot. II (1933) p. 48.

T. paraceratophorum NAKAI ex H. KOIDZUMI in Tokyo Bot. Mag. L (1936) p. 88.

T. Hondae NAKAI et H. KOIDZUMI, l. c. p. 143.

T. mongolicum HANDEL-MZT., Monogr. Tarax. (1907) p. 67 pro parte.

T. mongolicum var. *formosanum* KITAMURA nom. prov.

Nom. jap. *Takasago-tampopo* (S. KITAMURA 1933), *Kara-tampopo* (T. NAKAI 1936).

Hab. Formosa. *Taihoku, Shinchiku.* Liukiu. Insula Okinawa. Kiushiu. *Hizen,* Insula Tsushima. Korea. *Zennan, Keinan.*

Distr. China. *Kiangsu.* Manshuria. *Kantoshu.*

This species is closely related to *T. mongolicum.*

Botanical Institute, Faculty of Science,
Kyoto Imperial University

Studies on the fossil woods from the Tertiary of Japan. V. Fossil woods from the Lower Miocene of Hanenisi, Simane Prefecture[1]

By Shunji WATARI

With 7 figures and 2 photographs in the text

(Received November 30, 1943)

Along the beach of Hanenisi, Kute Town, Anno District, Simane Prefecture, there is an exposure of the tuff-breccia containing fossil woods. Since September, 1936, a considerable area, a large fossil wood as a centre (Photo. 1B), has been protected by law as a natural monument, under the reason that this construction of the stratum vividly tells the violent volcanic activities at the Tertiary age. Though these fossil woods are known as chiefly of Dicotyledons, their actual affinities are left unknown. A few years ago, the late em. Prof. T. WAKIMIZU, a committee of the Natural Monument, asked me to do a critical investigation of these fossils. In the summer of 1941, I have had an opportunity to visit there and a considerable amount of materials were obtained at the protected area and its vicinity.

Some of these fossils are petrified in a very hard siliciferous medium and some others are lignite-like, being accompanied with various degrees of carbonization as well as silicification. The preservation of the internal structure of these fossils are mostly excellent, and now I can finish the identification excepting a few examples in the way of investigation. In the following lines their structures are described in detail and their affinities are discussed.

Betulinium hanenisiense WATARI, sp. nov.

(Figs, 1, 2; Photo. 1 A)

Material. No. 64408. Highly carbonized, lignite-like silicified wood, ca. 80 cm. in diameter; preservation of internal structures rather poor, but details of structure visible in some small parts.

(1) Contributions from the Divisions of Plant-Morphology and of Genetics, Botanical Institute, Faculty of Science, Tokyo Imperial University, No. 308.

Description. *Growth rings* faintly distinct, delineated by smaller pores in summer wood and by presence of a fine line of flattened elements at outer margins; breadth variable, 0.5–5.0mm. Wood diffuse porous. *Pores* scattered evenly throughout increments, decreasing gradually in size towards outer margins, solitarily or in short multiples of 2–3, rarely 4, or occasionally in clusters of a few to several; 11–31 pores in total number



Fig. 1. *Betulinium hanenisiense* sp. nov. Transverse section of a small part of wood showing a pore multiple v, fibrous elements f arranged in regular radial rows, diffuse wood parenchyma (shaded) p, and a rather broad R and two narrow rays r (ca. ×200).

or 7–20 groups in 1 square mm.; solitary pores circular to broad oval, 50–190 and 60–250μ in tangential and radial diameters respectively; pore multiples elongated oval, median pores occasionally markedly flattened, 40–260μ in tangential diameter. *Vessel members* with more or less short tapering ends, 400–1200, mostly 600–750μ in length; perforation plates scalariform, slunting at a variable angle, rarely almost horizontal; bars 3–25, mostly 6–9 in number, 1–3μ in thickness and 2–30μ in intervals, occasionally branching and anastomosing; intervascular pitting circular to horizontally elongated oval, minute, ca. 4μ in diameter, with circular to horizontal lenticular outer apertures, frequently 2 to several inner apertures fused to form large lenticular areas; spiral thickenings or striations entirely absent, without tyloses.

Fibrous elements arranged in regular radial rows, squarish to polygonal with rounded corners, usually tangentially flattened, 14–40μ in tangential diameter, rather thin-walled, length and pitting indeterminable.

Wood parenchyma diffuse and terminal, diffuse one frequently in short, intermittent, uniseriate tangential rows; a parenchyma strand consisting of several elements, 15–40μ in diameter, seems to be thin-walled, usually occluded with solid black substances; further details of walls unable to observe.



Fig. 2. *Betulinium hanenisiense* sp. nov. A, tangential section showing a vessel *v* with a scalariformly perforated oblique end wall *pp*, fibrous elements *f*, wood parenchyma *p* and medullary rays *r* (ca. ×200). B, a small part of vessel wall showing details of structure of intervascular pitting (ca. ×1200). C, a scalariform-reticulate perforation plates (ca. ×200). D, two examples of uniseriate rays (ca. ×200). E, a fusiform ray of 4 cells wide (ca. ×200).

Medullary rays uniseriate and multiseriate, homogeneous; 6–12, mostly 8–10 rays in breadth of 1mm., somewhat undulated along pores in transverse section; uniseriate rays linear, 1–10 cells high or rarely more;

multiseriate rays linear to fusiform, 2–5, mostly 2–4 cells wide and 6–28, mostly 10–20 cells or 120–530μ high; ray cells circular to vertical oval in section, 6–25 and 8–35μ in tangential and vertical diameters, relatively thick-walled; pits into vessels the same as in the case of intervascular pitting.

Affinity. The present fossil has many distinct characteristics, such as the diffuse porosity characterized by solitary and radial groups of a few pores, the scalariformly perforated end walls with relatively many feeble bars, the very minute intervascular pitting, rather narrow homogeneous rays which are somewhat wavering along the pores in transverse section, regular radial rows of fibrous elements, the presence of diffuse and terminal wood parenchyma, numerous and minute pitting between rays and vessels, etc. These features apparently show that the present fossil is closest among the living plants to *Betula* of the Betulaceae. Comparing many living species of *Betula*, the rays are linear and one or two cells wide in some species, for example, *B. Ermannii* CHAMISSO, *B. japonica* SIEBOLD, etc., while they reach a few to several cells wide in some others, such as, *B. costata* TRAUTV., *B. dahurica* PALLAS, *B. Schmidtii* REGEL, *B. lenta* L., *B. lutea* MICHX., etc. (1, 12, 13, 14, 15, 19, 24, etc.). Considering the features of rays and other details, the present fossil shows a closest resemblance to *B. Schmidtii*. The diameters of largest pores in living species are described below 160–200μ in every species within the extent that the writer is aware. In the fossil, however, they often measure 250μ, and considering from the highly carbonized nature of the fossil it seems to have had much larger vessels when it was alive.

Fossil woods related to *Betula* have been found since the Tertiary, excepting a doubtful species from the Upper Cretaceous, under the name *Betula*, *Betuloxylon* KAISER (9, 10) or *Betulinium* UNGER (20), and about a dozen species were described (cf. 6) based on the specimens from Europe and South America. These species seem to be somewhat differing from the present fossil. In 1868 CRAMER (4) reported *Betula macclintockii* which was afterward transferred by SCHIMPER (18) to *Betulinium*, from the Tertiary of Banksland, North America, and in 1907 the same species was discovered by REISS (16) from the Tertiary of Hokkaido, Japan. This species, however, apparently differs from the present material in many details. In my present knowledge, there are no species which rigidly coinside with the present fossil. Thus here describes it as a new species *Betulinium hanenisiense* with the foregoing description.

Ulminium Wakimizui WATARI, sp. nov.

(Fig. 3; Photo. 1 B-D)

Materials. Nos. 64401 and 64402: collected from the different parts of the same fossil, a large silicified wood exposed from basal rock (Photo. 1 B), ca. 95 cm. in diameter and ca. 6 m. in exposed length, grayish brown in colour, preservation of internal structures excellent. No. 64407: a large lying wood about 70 cm. in diameter, buried in basal rock, showing partly marked carbonization and partly silicification, internal structure well observed in some slides.

Description. *Growth rings* distinct, breadth fairly uniform, 1.5–4.0 mm. Wood ring porous. Large *pores* in early wood 1–2 layered or rarely more, circular or radially elongated oval, usually solitary, occasionally in tangential or radial groups of 2 or rarely more, up to 360, mostly 180–280μ and up to 310, mostly 160–220μ in radial and tangential diameters respectively; walls relatively thin or moderately thickened; *vessel members* 100–390μ, mostly 130–230μ in length; perforation plates horizontal or slightly slunting with large simple perforations; without spiral thickenings. Small pores grouped in tangential, festoon-like or wing-like zones, polygonal by mutual contact, relatively thin-walled or moderately thickened, 15–100μ in diameter; vessel members 110–300, mostly 150–220μ in length, with marked spiral thickenings; perforation plates nearly hori-

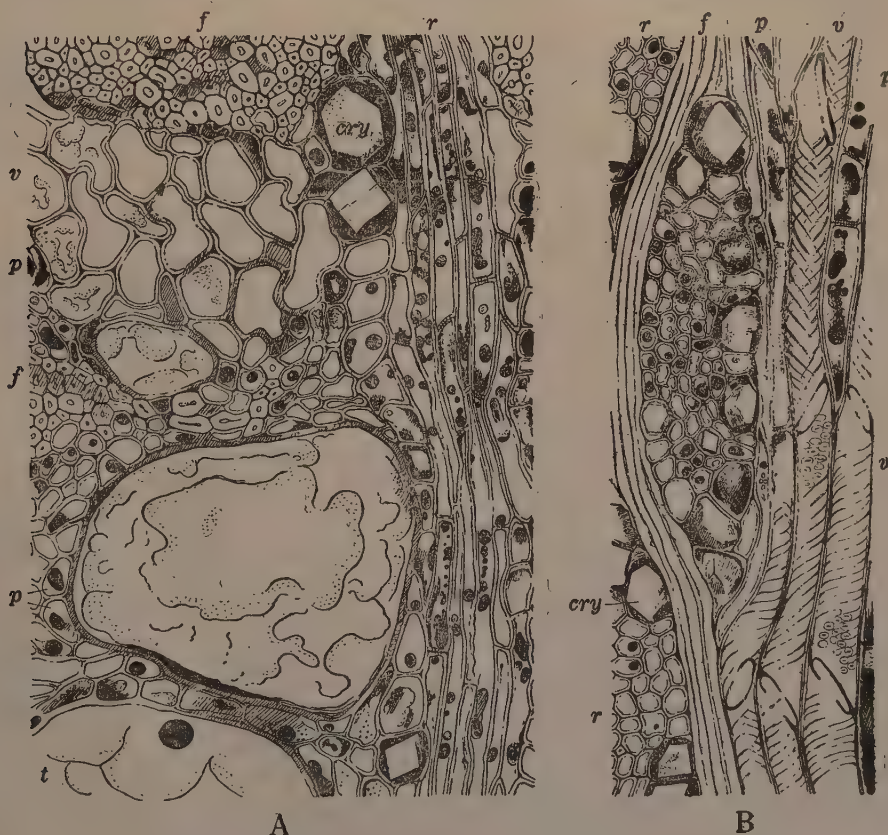


Fig. 3. *Ulminium Wakimizui* sp. nov. A, transverse section of a small part of wood, showing large vessels of spring wood with distinct tyloses *t*, groups of small vessels of summer wood *v* in alternation with zones of wood fibres *f*, wood parenchyma *p*, and a medullary ray *r* with peripheral elements bearing solitary crystals *cry* (ca. ×180). B, tangential section of a small part of summer wood showing groups of small vessels *v* with simple perforations and tertiary spiral thickenings, wood fibres *f*, a few parenchyma strands *p*, and fusiform rays *r* with solitary crystals *cry* (ca. ×180).

zontal to very oblique, with simple perforations. Pits on lateral walls of large and small vessel members alternate, circular to horizontally elongated oval, occasionally angular, 5–10μ in diameter; outer apertures circular to horizontal lenticular, inner apertures in large vessel members large and horizontally elongated lenticular; tyloses abundantly present, thin-walled.

Wood fibres filling the spaces between the groups of smaller pores, arranged irregularly, nearly round or polygonal with rounded corners in transverse section, 10–25μ in diameter and 4–7μ in wall thickness, length unable to measure; septate fibres entirely absent.

Wood parenchyma terminal and vasicentric; terminal parenchyma usually 1–2 layered, flattened; vasicentric parenchyma developed surrounding large pores and groups of small pores; elements consisting a parenchyma strand 2 to several, 10–50μ in diameter and 40–130μ in length; walls slightly thickened; pits into vessels arranged alternately, half-bordered, circular, 3–7μ in diameter; series of swollen and isodiametric cells with solitary crystals frequently present in parenchyma strands, 20–50μ in diameter.

Medullary rays heterogeneous or occasionally nearly homogeneous, uniseriate and multiseriate, 4–7, mostly 5 or 6 rays in breadth of 1 mm.; uniseriate rays relatively scarce, linear, 1–10 or rarely more cells or 50–350μ high, frequently with solitary crystals; multiseriate rays abundant, fusiform, 2–10, mostly 5–7 cells or up to 130μ wide, up to 50 rarely 64 cells or 1100μ high; procumbent cells of multiseriate part circular, oval or polygonal with rounded corners in tangetial section, 8–20, 10–25 and 30–200μ in tangential, vertical and radial diameters, frequently flunked by swollen, often crystalliferous sheath cells; marginal 1 to 2 layers upright, 15–50, 50–80 and 8–60, mostly 20–50μ in tangential, vertical and radial diameters respectively, frequently swollen, isodiametric and crystalliferous; walls of ray cells moderately thickened, pits into vessels seem to be simple, circular and alternate.

Affinity. This ring porous wood shows many distinct characteristics, such as, the presence of usually 1 to 2 rows of very large pores at the beginning of the increments, the wing-like or festoon-like groups of the small vessels in the late wood, the spiral thickenings restricted to small vessels, the shortness of vessel members, the presence of zones of very thick-walled and rather irregularly arranged fibrous elements in alternation with the groups of small vessels, of the terminal and vasicentric parenchyma, and of the uniseriate and multiseriate (mostly 5–7 cells wide) rays which are dominantly heterogeneous and contain crystalliferous elements. These features and other details of structure apparently indicate that the present fossil is closest, among the living plants, to *Zelkowa* of the Ulmaceae, especially to the species *Z. serrata* MAKINO, *Z. formosana* HAYATA and *Z. sinica* SCHNEID. (11–13, 19, 24), in which, however, there are no tyloses according to the description hitherto given or to my own observation.

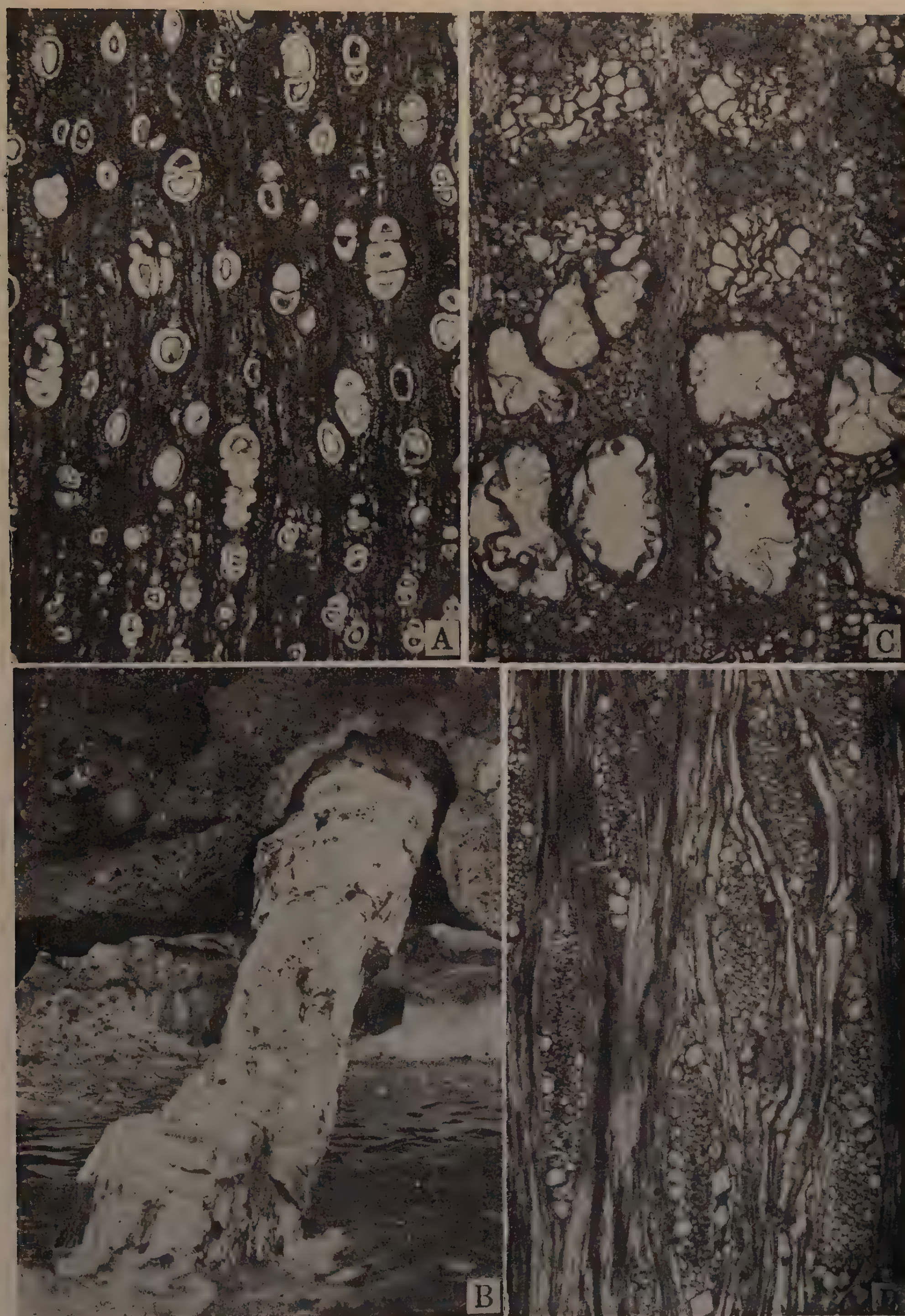


Photo. 1. *Betulinium hanenisiense* sp. nov. (A) A, transverse section of a small part of wood containing a boundary of growth rings (ca. ×30). *Ulminium Wakimizui* sp. nov. (B–D) B, total view of the original silicified trunk at the beach of Hanenisi, Kute Town. C, transverse section of a small part of wood, there being large vessels with tyloses, groups of small vessels in alternation with zones of fibrous elements, and broad rays (ca. ×80). D, tangential section containing several fusiform rays (ca. ×80).

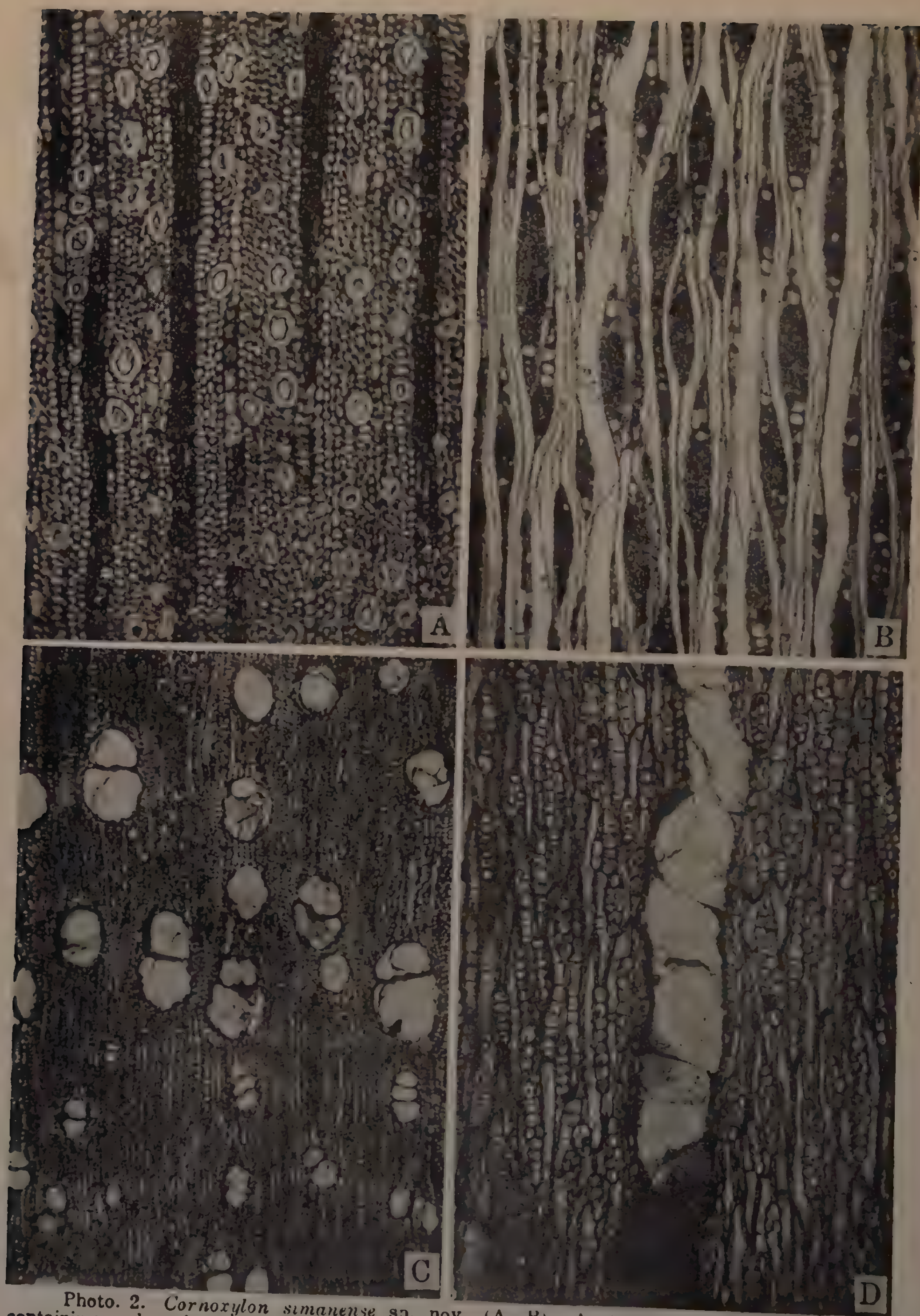


Photo. 2. *Cornoxylon simanense* sp. nov. (A—B) A, transverse section of wood containing a boundary of growth rings, rather broad rays, arrangement of pores, etc. (ca. ×80). B, tangential section showing numerous fusiform rays, etc. (ca. ×80). *Paulownioxylon hondoense* gen. et sp. nov. (C—D) C, transverse section of wood containing a boundary of growth rings, arrangement of pores, aliform and confluent wood parenchyma are distinct (ca. ×30). D, tangential section, showing a large vessel consisting of short vessel members with slightly oblique end walls, intervascular pitting and thin-walled and babble-like tyloses, numerous rays, etc. (ca. ×80).

About ten species of fossil woods related to the family Ulmaceae have hitherto been reported under the name *Ulmus*, *Ulminium* UNGER or *Ulmoxylon* KAISER (8, 20; cf. 6), and all of them have been compared with the living members of the genus *Ulmus*. There is, however, a species related to *Zelkowa*, namely, *Ulminium zelkowiforme* which was recently discovered by the writer from the Miocene of Iwate Prefecture (23). This species also differs from the present fossil in lacking the tyloses. Thus the writer here proposes the second species related to *Zelkowa* under the name *Ulminium Wakimizui*.

Cornoxylon simanense WATARI, sp. nov.

(Figs. 4, 5, Photo. 2 A, B)

Material. 64406. An erect lignite-like, rather soft, silicified stump exposed from basal rock, 40 cm. in height, 28 cm. at the upper and 30 cm. at the bottom in diameters. The woody texture is clear on the upper surface. Internal structure is preserved generally well; but in some part, walls of elements are very thin and the presence of fungal hyphae is clearly observed.

Description. *Growth rings* faintly distinct; mostly delineated by slight decrease in size of pores and by presence of a few to several rows of flattened elements at the margin of rings. Wood diffuse porous. *Pores* evenly scattered throughout increments, mostly solitary, occasionally in radial, tangential or oblique groups of 2 to rarely more; rather thin-walled, rough outline radially elongated oval and somewhat angular, measured 30–100μ in tangential and 30–125μ in radial diameters; 36–67, mostly 40–60 per 1 square mm. *Vessel members* 560–1030, mostly 700–900μ in length, with more or less long tapering ends; intervascular pitting scalariform to opposite, 4–6μ in breadth, bordered with horizontal narrow openings; perforation plates very oblique, scalariform with numerous closely spaced and feeble bars; bars 19–56, mostly 25–40 in number, ca. 2μ in thickness and 2–5μ in intervals, often connecting to form more or less irregular network; tyloses entirely absent.

Fibre tracheids arranged in more or less regular rows, angular, 12–45μ in diameter and 2.5–10μ in wall thickness; pits relatively large, circular with vertical or slightly oblique openings ca. 6μ in diameter, pit-chambers well-developed, outer opening oval to lenticular, inner opening slit-like to narrow lenticular and occasionally extended; pits into vessels bordered with oblique or vertical openings on the side of fibre tracheids and horizontal oval openings on vessel side.

Wood parenchyma vasicentric, diffuse and tangential; the former two scarce, the latter abundant, in intermittent and uniseriate rows; individual element 10–38μ in diameter and 100–250μ in length; pits into vessels circular to flattened elliptical, opposite to scalariform in arrangement; the cells occluded with brown-black substances, without crystals.

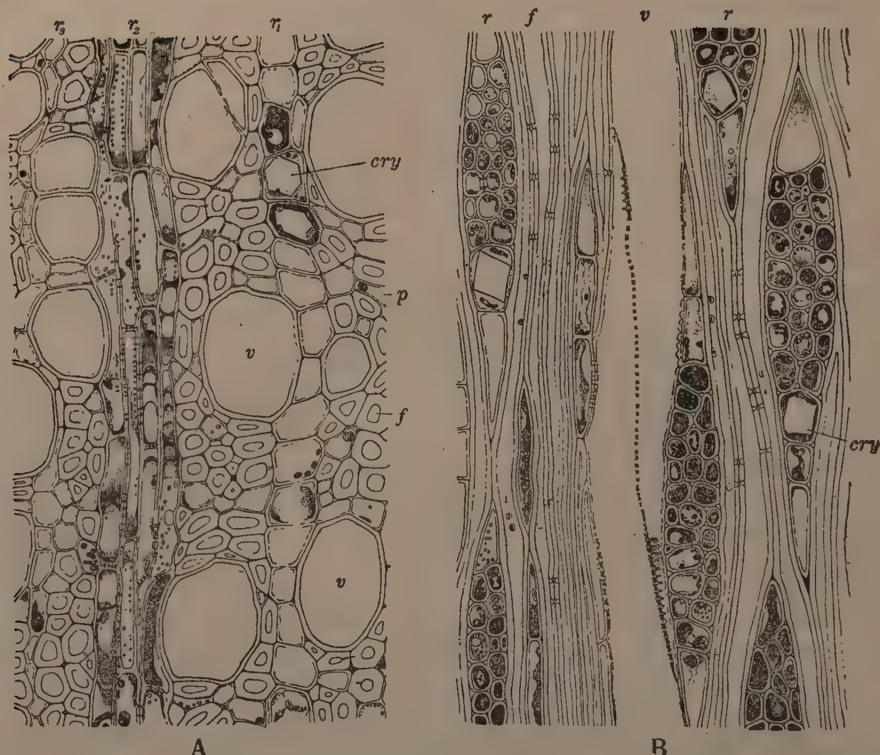


Fig. 4. *Cornoxylon simanense* sp. nov. A, transverse section of a small part of wood showing angular and thin-walled vessels v, rather thick-walled fibre tracheids f, wood parenchyma p which are frequently arranged in short intermittent metatracheal lines, three rays, i. e. r_1 and r_3 cut respectively through a median and an extreme margin of an uniseriate wing consisting of upright cells, some containing solitary crystal *cry*, and r_2 through multiseriate part consisting of procumbent cells (ca. ×150). B, tangential section containing a vessel v with very oblique, scalariformly perforated end wall, sections of numerous cross bars being clear; fibre tracheids f with round bordered pits with lenticular and vertical apertures; heterogeneous rays, some are linear and uniseriate and some fusiform and multiseriate, solitary crystal *cry* in upright cells (ca. ×150).

Medullary rays heterogeneous, numerous, 9–16, mostly 11–14 per 1 mm., uniseriate and multiseriate; uniseriate rays abundant, composed wholly of or largely of upright cells, 1–15, mostly 1–6 cells or 80–90μ high; multiseriate rays composed of multiseriate procumbent cells and uniseriate wings of 1–5 rarely more upright cells, 2–5, mostly 3 or 4 cells or 30–100μ wide and 3–25, mostly 5–21 cells or 100–1000μ high; upright cells 40–150, 17–75 and 10–50μ in vertical, radial and tangential diameters respectively, those on extreme margins especially high and small in radial and tangential diameters, margin more or less dentate in radial section, tangential walls often disjunctive, frequently with solitary crystals; procumbent cells cylindrical, 10–40μ in diameter and 75–220μ in radial length, usually with

triangular spaces in tangential section; walls moderately thickened; pits into vessels opposite to scalariform; cells usually with brown-black substances.

Affinity. In the identification of the present material, the following features seem to be very important, that is, the diffuse porosity with evenly distributed, somewhat angular and thin-walled pores which measures 30–125μ in radial diameter and dispose solitarily and occasionally in radial, tangential or radial groups of a few, the vessel members reaching up to ca. 1000μ with scalariform to opposite intervascular pitting, the oblique scalariformly perforated end walls with numerous closely spaced feeble

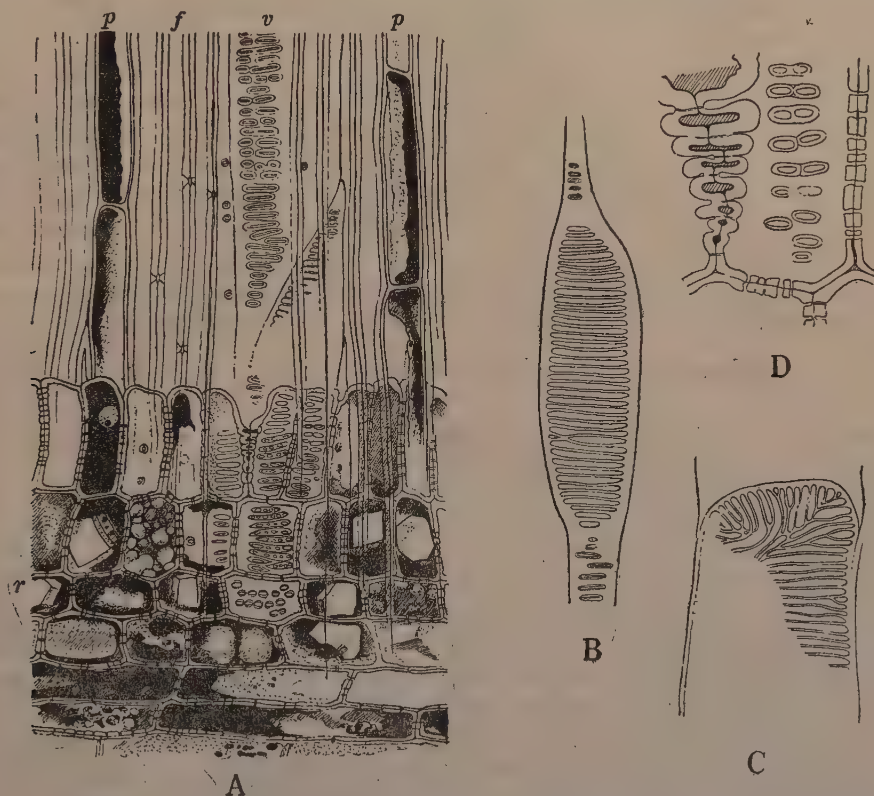


Fig. 5. *Cornoxylon simanense* sp. nov. A, radial section showing a vessel v with scalariform intervascular pitting, round pits into fibre tracheids adjacent and a part of scalariform perforation, fibre tracheids f, wood parenchyma p, and the marginal part of a heterogeneous ray r, pitting between ray and vessel and solitary crystals are seen (ca. ×180). B, an example of scalariform perforation (ca. ×180). C, an abnormal perforation (ca. ×180). D, part of a heterogeneous ray showing disjunctive upright cells (ca. ×400).

bars, the absence of the spiral thickenings and tyloses, the presence of short intermittent and uniseriate rows of metatracheal as well as vasicentric and diffuse wood parenchyma, the occurrence of a large number of hetero-

geneous rays which are 1 to several cells wide, the opposite to scalariform pitting between ray and vessel. From these charactreistics and further details of the structure, it is clear that the present fossil comes nearest, among the living plants, to *Cornus* (especially to species of *Cynoxylon* groups) of the Cornaceae (1, 12, 13, 15, 19, 24).

Among the living *Cornus*, several species are described as members of *Cynoxylon*, such as *C. Kousa* BUERG. from Japan and Corea, *C. Kousa* BUERG. and var. *chinensis* OSBORN., *C. capitata* WALL. from China, and *C. florida* L. and *C. Nutallii* AUD. from North America. These species show close resemblance in the structure. In most species, however, the width of rays is slightly broader than the present fossil. In this point it is closest to the West American species, namely, *C. Nutallii* (1, 15).

Since two fossil woods related to *Cornus*, from the Pleistocene of Europe, have described by CONWENTZ (5) under the name *Cornoxylon erraticum* and *C. holsatiae*, several species have hitherto reported, for example, *C. cretaceum* (CASPARY) EDWARDS (2) and *C. myricaeforme* VATER (22) from the Cretaceous and *C. solidor* (CASPARY) EDWARDS (2) from the Tertiary (cf. 6). All of these species were found from Europe and are never from Asia or America. In details of structure, these species apparently differ from the present fossil, hence the writer proposes here a new name, *Cornoxylon simanense*, with the foregoing description.

Paulownioxylon hondoense WATARI, gen. et sp. nov.

(Figs. 6, 7 Photo. 2 C, D)

Material. No. 64410. A part of very large silicified trunk, ca. 155 cm. in diameter and 180 cm. in height; grayish pale-brown in weathering surface and deep brown in newly broken surfaces; preservation of internal structure rather excellent, but the fibrous elements are mostly destroyed. This fossil wood of enormous size had been found at the beach of Hanenisi and, later was carried to a residence.

Description. *Growth rings* distinct, deliniated by decided diminution in size of pores through the late wood except narrow rings and by the presence of a few rows of flattened elements at ring margins; breadth variable, sometimes very broad, 1–10 mm. or more. Wood ring porous or frequently with a tendency of semi-ring porous. Large *pores* in early wood arranged in 1 to 6, or rarely more rows, somewhat gradually decreasing their size through median and late wood; decrease of pores often indistinct in narrow rings; solitary and radial or tangential multiples of 2 to 3 or rarely 4, or in somewhat irregular clusters of a few to several; solitary pores mostly oval or circular, often somewhat angular; large pores up to 370 and 400μ in tangential and radial diameters respectively and the smallest in late wood 30μ; pores per 1 square mm. 3–12, mostly 3–7 in early wood and 5–17, mostly 5–13 in late wood; walls more or less thickened, 3–6μ; common walls of pore multiples especially thickened, 7–9μ. *Vessel members* 135–450 (600 in one case), mostly 200–400μ in length; perforation plates fairly oblique to nearly horizontal, usually 60–80°, simply perforated; intervascular pitting arranged alternately or

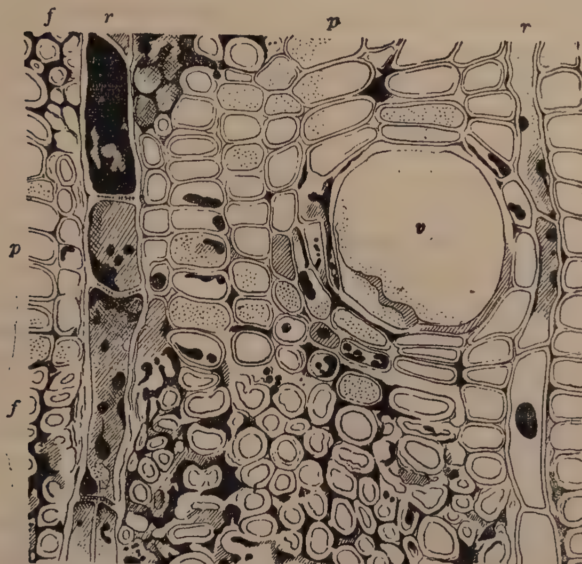


Fig. 6. *Paulownioxylon hondoense* gen. et sp. nov. Transverse section of a small part of wood showing a solitary vessel *v*, wood fibres *f*, aliform wood parenchyma *p* and two medullary rays *r* (ca. ×200).

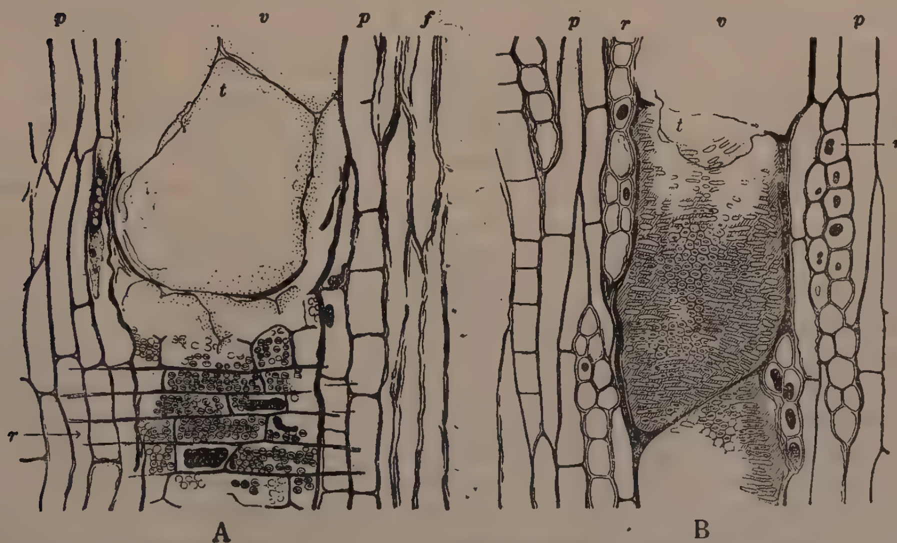


Fig. 7. *Paulownioxylon hondoense* gen. et sp. nov. A, radial section of a small part of wood, showing a vessel *v* with thin-walled tyloses *t*, wood parenchyma *p*, wood fibres *f* and a ray *r* with a tendency of heterogeneous condition; pitting between ray and vessel being clear (ca. ×150). B, tangential section of a small part of wood, showing a vessel *v* with tyloses *t*, pitting on the wall, wood parenchyma *p* and several ray *r* (ca. ×150).

more or less irregularly, usually angular, 6–12, mostly 7–9μ in diameter, with circular or lenticular outer aperture; 2 to several inner apertures frequently fused laterally; without spiral thickenings and striations; tyloses abundantly present, thin-walled.

Wood fibres arranged in regular radial rows, angular in transverse section, 20–50μ in tangential diameter, length unable to measure, 2.5–4μ in wall thickness; pits invisible; spiral thickenings absent.

Wood parenchyma paratracheal, aliform and often confluent; elements arranged in regular radial rows in transverse section; thin-walled, 15–60, mostly 25–45μ in diameter and 15–260μ in vertical length; pits into vessels half-bordered, circular or elliptical; without crystalliferous elements.

Medullary rays homogeneous or occasionally somewhat heterogeneous, uniseriate and multiseriate; multiseriate rays fused vertically frequent; 4–11 mostly 6–9 rays per 1 mm.; uniseriate rays linear in tangential section, abundant, 1–21, mostly 2–10 cells or 30–470μ high; multiseriate rays linear, fusiform or somewhat irregular in tangential section, 2–3 or rarely 4 cells wide (2-seriate rays most frequent) and 3–26, mostly 5–16 cells or 65–630μ high; individual elements in tangential section circular, oval or angular, 12–50μ in diameter and 30–250μ in radial length; pits between ray and vessel half-bordered, circular, angular or oval, small, numerous, alternate or somewhat irregular in arrangement, with lenticular or elliptical apertures, 3–8μ in diameter; without crystalliferous elements. Pith fleck frequently present.

Affinity. This fossil wood shows many characteristic features, such as the ring porosity occasionally with a tendency of the semi-ring porosity, the large vessels in the early wood disposed mostly solitary or sometimes in multiples of a few, in broad zone, the comparatively gradual transition of pore size from the zone of large vessels to the late wood, frequent presence of somewhat angular pores, thick-walled nature of the common wall of pore multiples, alternate or somewhat irregular and angular intervascular pitting, abundant presence of tyloses, occasional presence of the heterogeneous rays which are 1–4, mostly 1 or 2 cells wide and frequently somewhat irregular shape in tangential section, large, thin-walled and regularly arranged parenchymatous elements and wood fibres, the presence of distinct wing-like and confluent parenchyma, etc. From these features, it is easily recognized that the present fossil shows a close affinity to the members of *Paulownia* of the family Scrophulariaceae. Now a days, about a dozen species of *Paulownia* are known, all distributed only in Eastern Asia. There are many species in Central and South China, such as *P. tomentosa* STEUD. var. *lanata* SCHNEID., *P. tomentosa* var. *pallida* SCHNEID., *P. Fortunei* HEMSL., *P. thyrsoidea* REHD., etc.(1) In Japan, *P. tomentosa* STEUD. and *P. coreana* UYEKI are found in Corea, *P. Mikado* T. ITO and

(1) Besides these species, there are *P. dulcouxii* DODE, *P. fargesi* FRANCH., *P. glabrata* REHD., *P. racemosa* HEMSL., *P. recurva* REHD., *P. Rehderiana* HAND.-MAZT. *P. silvestris* PAMP. (3, 17, 19).

P. Kawakamii T. ITO in Formosa, while there are no wild species in Japan proper. About a half of these species are hitherto investigated from the view points of wood anatomy (7, 11–13, 19, 21, 24). The wood is always ring porous in *P. tomentosa*, *P. Fortunei*, *P. thyrsoidea*, and *P. coreana*, usually ring porous, occasionally tend to diffuse, in *P. Kawakamii*, and usually diffuse, occasionally ring porous, in *P. Mikado;* the rays are homogeneous in *P. tomentosa*, *P. Fortunei*, *P. thyrsoidea* and *P. coreana*, heterogeneous or rarely homogeneous in *P. Kawakamii*, and heterogeneous in *P. Mikado;* the radial diameter of largest pores sometimes reaches nearly 400μ in *P. coreana* and *P. Mikado*, usually below 300μ in the other species; the breadth of rays is 1–4 cells rarely 5 in every species, but the case of 3 or more cells is quite rare in *P. coreana*. In the fossil in hand, the wood is usually ring porous or occasionally semi-ring porous, the largest pore often reaches above 400μ, the rays are occasionally somewhat heterogeneous, and the breadth of rays is mostly 1 or 2 cells wide. In comparing these characteristics, the present fossil shows a close resemblance partly to *P. coreana* and partly to *P. Kawakamii*. Thus, from the view point of wood anatomy, it is probably said that it is an extinct species which shows intermediate features between these two species.

The fossil wood or other remains related to *Paulownia*, however, have never reported within the extent that the writer is aware. Thus here I propose a new form-genus *Paulownioxylon* to fossil woods related to *Paulownia* and describes *Paulownioxylon hondoense* as the first species of the genus with the foregoing description.

* * * *

Botanical Institute, Faculty of Science,
Tokyo Imperial University.

Literature

1. BROWN, H. P. and PANSHIN, A. J. (1934): Identification of the commercial timbers of the United States. New York.
2. CASPARY, R. (1888): Einige fossile Hölzer Preussens. Schriften Phys.-Oekonom. Ges. Königsberg. 28 : 27–45.
3. CHEN, Y. (1937): Illustrated manual of Chinese trees and shrubs. Nanking.
4. CRAMER, C. (1868): Fossile Hölzer der arctischen Zone. Flora fossilis arctica. 1 : 167–180, pls. XXXIV–XLII.
5. CONWENTZ, H. (1882): Fossile Hölzer aus der Sammlung der Königlichen geologischen Landesanstalt zu Berlin. Jahrb. Kgl. Geol. Landesanst. 1881 (2). 144–171.
6. EDWARDS, W.N. (1931): JONGMAN'S Fossilum Catalogues II: Plantae. Dicotyledones (Ligna). Berlin.
7. FOREST EXPERIMENT STATION, GOVERNMENT OF TAIWAN (1940): Atlas of Formosan timbers. Bull. Forest Exper. Station, 2.
8. KAISER, P. (1879): *Ulmoxylon*. Ein Beitrag zur Kenntnis fossiler Laubhölzer. Zeitschr. f. Gesamt. Naturwiss. (3). 4: 88-100.

9. KAISER, P, (1880): Neue fossile Laubhölzer. Bot. Centralbl. 1 : 511–512.
10. ——— (1890): Die fossilen Laubhölzer. Wiss. Beilage Jahresber. Realprogymn. Schönebeck a. E. 46 pp.
11. KANEHIRA, R. (1921): Anatomical characters and identification of Formosan woods. Taihoku, Formosa.
12. ——— (1921): Identification of the important Japanese woods by anatomical characters. Taihoku, Formosa.
13. ——— (1926): Anatomical characters and identification of the important woods of Japanese Empire, Dept. Forest. Gov. Res. Inst. Rep. 4 (Japanese).
14. KUDO, Y. and YAMABAYASHI, N. (1921): On the anatomy of the woods of Hokkaido-Betulaceae. Res. Bull. College Exper. Forests, Coll. Agr., Hokkaido Imp. Univ. 1 (8): 15-40. pls. 1-4.
15. RECORDS, S. J. (1934): Identification of the timbers of temperate North America. New York.
16. REISS, K. (1907): Untersuchungen über fossile Hölzer aus Japan. Inaug. Diss. Rostock. 224 pp., 1 pl.
17. SARGENT, C.S. (1911–1917): Plantae Wilsonianeae. Vols. 1-3. Cambridge.
18. SCHIMPER, W. P. (1872): Traité de Paléontologie végétale, II. Paris.
19. TANG, Y. (1936): Timbers of China (Chinese). Shanghai.
20. UNGER, F. (1842): Synopsis lignorum fossilium plantarum acramphibryarum. In ENDLICHER'S Plantarum fossilium, Suppl. II. Appendix: 100–102.
21. UYEKI, H. (1925): Some new varieties of Corean lignous plants and their values from the stand point of Arboriculture. Bull. Agr. and For. Coll. Suigen. Bull. 1 : 1-23.
22. VATER, H. (1384): Die fossilen Hölzer der Phosphoritlager des Herzogthums Braunschweig. Zeitschr. deutsch. Geol. Ges. 36 : 783-853, pls. XXVII-XXIX.
23. WATARI, S. (1941): Studies on the fossil woods from the Tertiary of Japan. I. Fossil woods from the River Mabeti, Anatai Village, Ninohe District, Iwate Prefecture. Jap. Jour. Bot. 11 : 385–416.
24. YAMABAYASHI, N. (1938): Identification of Corean woods. Bull. Forest Exper. Station (Corea). No. 27.

On the Origin of the Rosette Embryo of *Torreya*

By Tomoe OINUMA

With 7 text-figures

(Received February 19, 1945)

So-called rosette embryos in conifers develop as a rule from rosette cells lying upon the suspensor-cells of a proembryo. Recently TAHARA (1940) and BUCHHOLZ (1940) reported that the rosette embryo formation occurs also in *Torreya*. But in this plant, although the provisional free rosette nuclei exist, real completely walled rosette cells can not be seen throughout the whole embryonal stage. So the origin of the rosette embryo of this plant was studied in the present investigation.

Materials and Method

The material for the investigation was obtained mainly from a large tree of about 30 metres in height standing in a garden of a temple in Sendai. In the form of the leaves this plant resembles *Torreya nucifera* SIEBOLD et ZUCCARINI, but the seeds are remarkably round (Fig. 1), so Dr. KIMURA has given a new name to this plant, that is, *Torreya nucifera* SIEB. et ZUCC. var. *sphaerica* KIMURA* (Figs. 1, 2, 7).

The fixation was carried out with NAWASCHIN's solution, after dipping the material for ten minutes into the following liquid; 90 cc of alcohol, 5 cc of glacial acetic acid and 5 cc of formalin. This method was used for the first time by Prof. TAHARA on the investigation of *Torreya* (1940). To observe the embryos in normal orientation, the material was embedded in paraffin. Sections were stained with HEIDENHAIN's iron alum haematoxylin and light green.

Observation

The macrospore mother cell of *Torreya nucifera* var. *sphaerica* differentiates in early May. Meiotic division takes place in this cell and the

* **Torreya nucifera** SIEB. & ZUCC. var. **sphaerica** KIMURA var. nov. A typo differt seminibus (cupula inclusa) maturitate globosis, circiter 22 mm longis ac crassis.—Hab. Sendai, Nippon, (A. KIMURA n. 5080 [typus] 18 IX 1941, in herb. Tôhoku Imp. Univ. Sendaiensis). (A. KIMURA descr.).



Fig. 1. Mature seeds of *T. nucifera* S. et Z. var. *sphaerica* KIMURA. (Photo A. KIMURA) ×1



Fig. 2. Comparison of seeds in early June. Left) *T. nucifera* var. *sphaerica*. Right) *T. igaensis*. ×2

four macrospores are arranged linearly. The innermost one germinates immediately and the other three become disintegrated. In the meiotic division, eleven bivalent chromosomes were counted. Pollination occurs also in early May, pollination fluid being seen in about three weeks on the micropylar portion of the ovule. In the development of the female gametophyte, at first free nuclear divisions continue for a time, and, after over two hundreds free nuclei are produced, the cell-wall formation takes place radially from the periphery toward the central cavity. Finally the walls are met in the centre, the transverse walls being then formed to make the compact tissue of the female gametophyte. After a while the archegonium mother cell differentiates in the micropylar portion of the female prothallium. Soon after the differentiation, the cell divides itself into two to form the primary neck cell and the central cell. By the divisions of the primary neck cell, the four neck cells, lying in one layer, are formed, and the central cell becomes the egg cell, after cutting off the ventral canal nucleus. The number of archegonia produced in one female prothallium is from three to seven, four being the most common and five the next.

The fertilization happens from the middle of August to the end of the same month (Fig. 3, a). In the fertilization, the pollen tube breaks down the neck cells and enters into the egg cell. The body nucleus in the pollen tube divides itself to form two male nuclei, one of which is much smaller than the other and is stained deeply with haematoxylin. The fusion nucleus begins to divide immediately migrating downward toward the bottom of the egg cell (Fig. 3, b). After three successive divisions, eight free nuclei are formed (Fig. 3, c, d, e, f), and, as TAHARA announces in *T. nucifera,* the cell-wall formation takes place for the first time at this stage (Fig. 3, g). The embryonal cells are arranged in two tiers, each of which contains usually four cells. The lower tier consists of completely walled cells, while the upper of open cells (Fig. 3, g). In *T. californica* (ROBERTSON 1904) and *T. taxifolia* (COULTER and LAND 1905), the first cell-wall formation occurs at the four nucleate stage. So the first cell-wall formation in the eight-nucleate stage in *T. nucifera* and its variety is a significant fact. Recently BUCHHOLZ ('40) studied the embryogeny of *T. nucifera,* using the plant in the New York Botanic Garden. According to his investigation the first cell-wall formation in these plants occurs astonishingly in the four-nucleate stage. In Japan we have several species of *Torreya.* Among them, *T. igaensis* DOI et MORIKAWA is rather common (Fig. 2). In 1942, TAHARA reinvestigated the embryogeny of this species. According to him the first cell-wall formation in the embryogeny of this plant occurs generally in four-nucleate stage. So the plant used by BUCHHOLZ should be probably *T. igaensis* and not *T. nucifera.*

After the formation of cell-wall in the proembryonic stage, the upper tier divides itself simultaneously (Fig. 3, h) and cut off open cells in the uppermost tier (Fig. 3, i). Thus the proembryo now consists of three

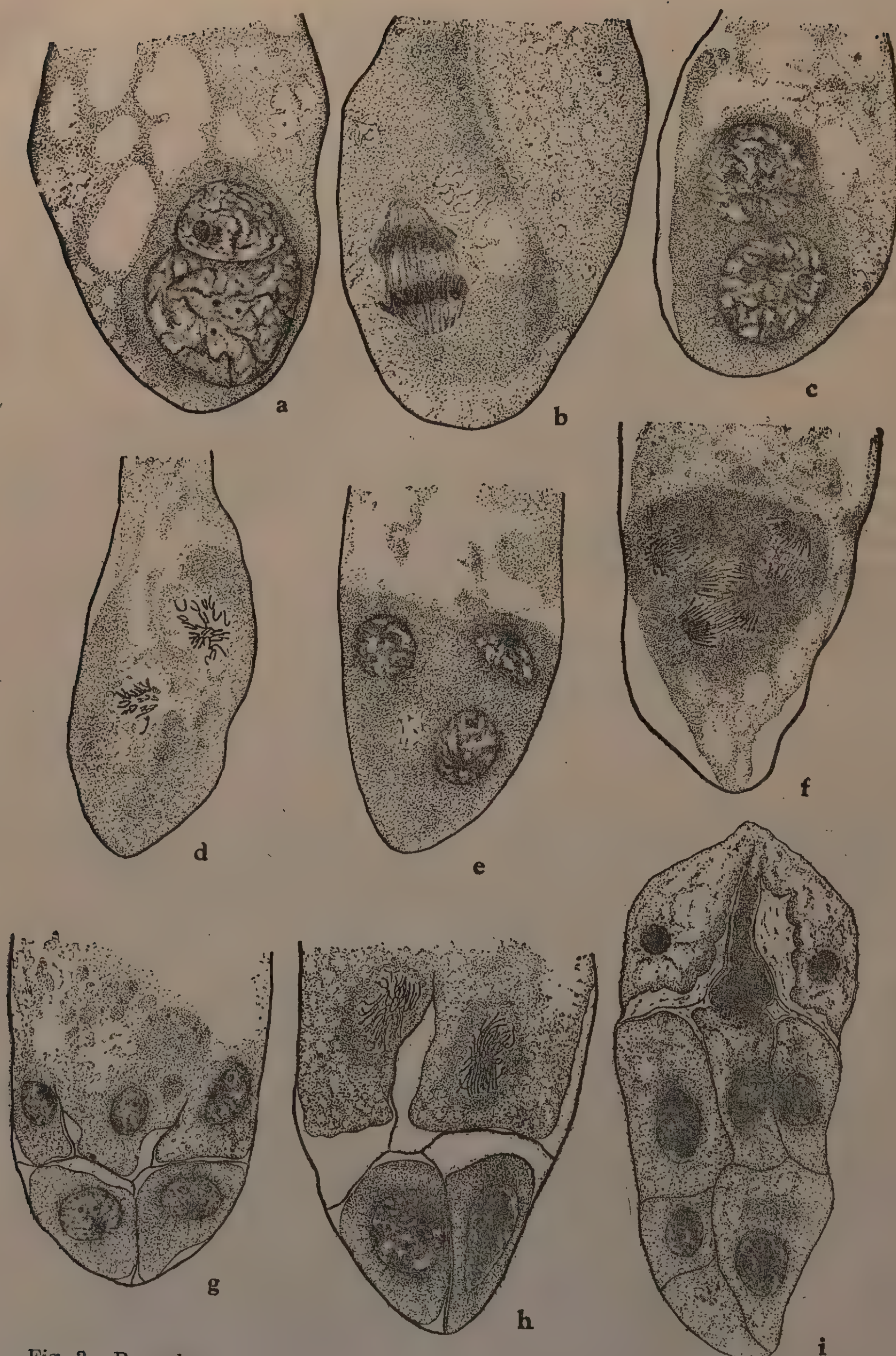


Fig. 3. Proembryo of *T. nucifera* var. *sphaerica*. a) Fertilization. b, c) The first division of the fusion nucleus. d, e) The second division. f) The third division. g) Eight nucleate stage. h) Division of upper tier to form prosuspensor and open cell. i) Fully developed proembryo, cell-walls of upper portion become thickened and nuclei of open cell tier gradually degenerate. ×500

tiers, the uppermost one being the rosette tier, the middle the prosuspensor, and the lowest the embryonic initials. The cells in the rosette tier have sometimes the incomplete side wall, but sooner or later all the nuclei of these cells degenerate and disappear. Hereby, the development of the proembryo-formation comes to an end (Fig. 4, a), the whole course after the fertilization being accomplished only in two or three days.

Later on the side walls of the open cells and the top walls of the prosuspensor-cells become thick very much. The heavy mass of resinous substance which is strongly stained with Sudan III is sometimes seen in the open cells. In such a condition the proembryo passes the winter season (Fig. 4, b, c). In April of the next year, entering into the second growing season, the hibernal embryo begins to take the formation of the true embryo.

At the beginning of the second season, the prosuspensors elongate gradually, and the embryonic initial cells situated in the lowest portion of the proembryo increase the protoplasmic contents and become to be strongly stained with haemotoxylin. At this time, some nuclei of the prosuspensor cells migrate to the upper portion, in some cases the nuclei occupying the upper extremity of the prosuspensor cell. Each of the prosuspensor cells then cuts off itself into a small cell in its upper part. This happens generally in the first or the middle ten days of May (Fig. 4. d, e). The small cells thus formed resemble the embryonic initial cells in being highly stainable with haematoxylin and in having dense cytoplasm. The second longitudinal division takes place in this small cell. The third division runs vertical to the second (Fig. 4, f, g). Successive divisions follow in these small cells and finally a large number of small cells are formed in the upper extremity of the prosuspensors. By further development of these small cells, a rosette embryo develops (Fig. 5). The cutting off the small cells in the upper extremity of the prosuspensor occurs at first in one or two prosuspensor cells. But later on almost all the prosuspensor cells do the same thing. As in normal embryo the embryonal tubes can be seen also in the rosette embryos (Fig. 5), though inconspicuous in development. The orientation of the rosette embryo is variable; they grow sometimes upwards, and sometimes downwards or transversely (Fig. 5). But before long they all degenerate, without forming cotyledons.

Rarely the rosette embryo initial is formed about in the middle portion of the prosuspensor (Fig. 6, a, b). The embryo that develops from such an initial grows transversely and sooner or later disintegrates, too (Fig. 6, c).

As for the development of the normal embryo of *Torreya*, the previous authors have already described minutely and nothing can be added here. The cleavage polyembryony could be observed distinctly also in the present material.

Torreya macrosperma Miyoshi (Fig. 7) is another species of *Torreya*, native to Japan. A tree belonging to this rare species grows in a village

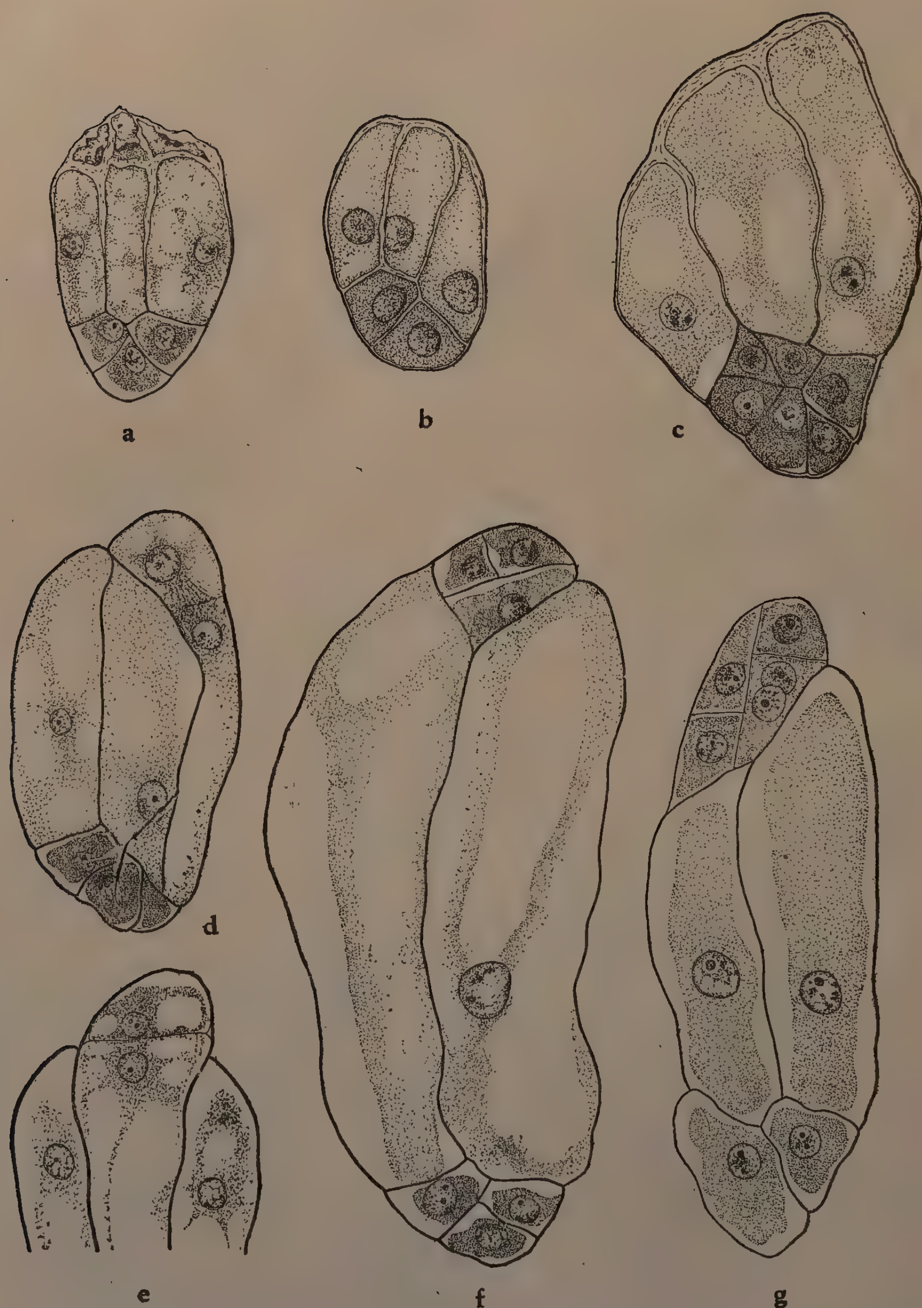


Fig. 4. Proembryo after hibernal stage. a, b, c) Hibernal embryo. d) Division of prosuspensor cell in the second season. e) Established rosette cell. f, g) Early developmental stage of rosette embryo. ×300.

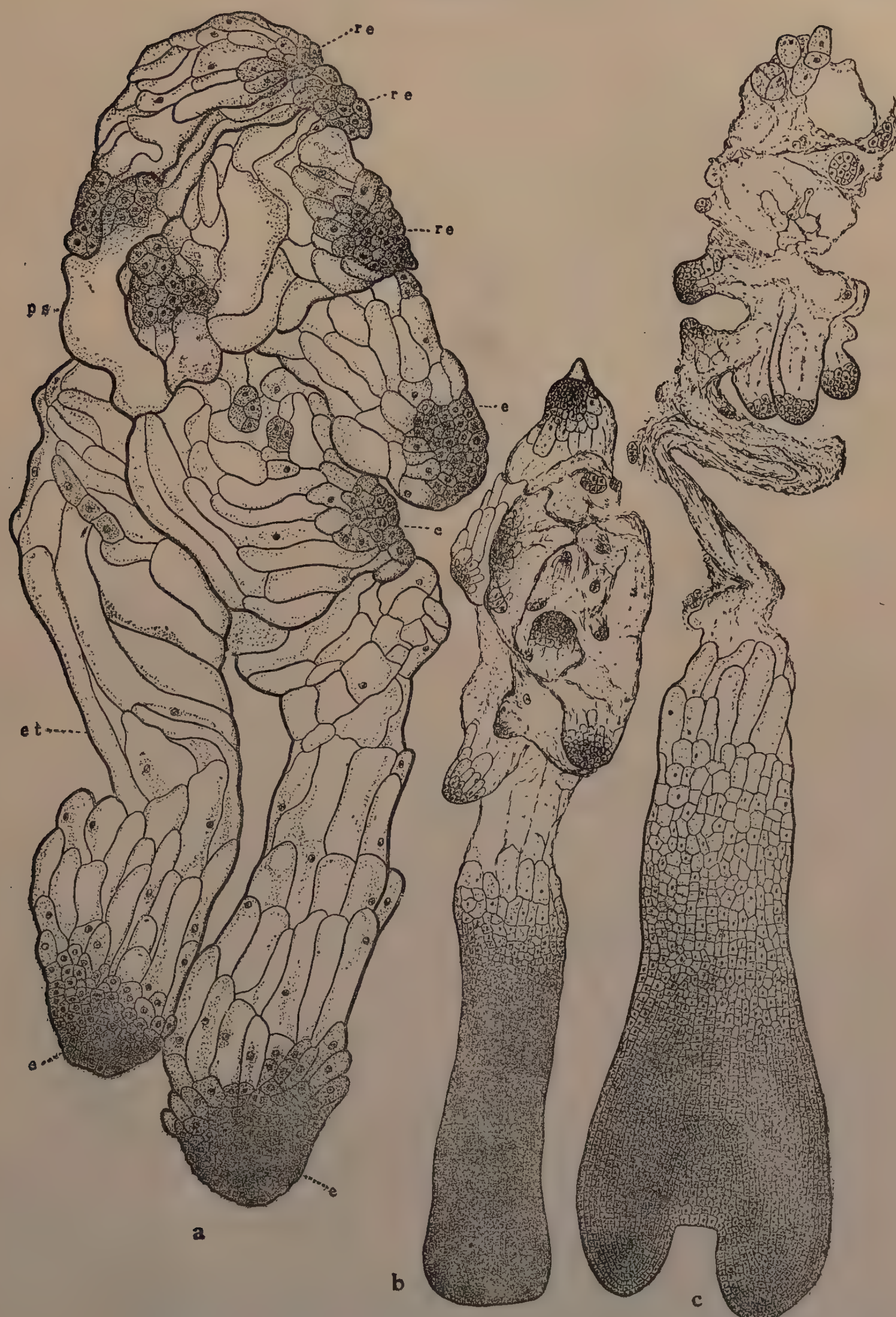


Fig. 5. Older embryo system. a) Slightly older embryo system. b) Still later stage of the same. c) Section of mature embryo with two cotyledons and degenerating normal and rosette embryos are seen above. (a ×90, b, c) ×50.) e, embryo. et, embryonal tube. ps, prosuspensor, re, rosette embryo.



Fig. 6. Abnormal rosette embryo. a) Division in prosuspensor occured in middle part of the cell. b) Later stage of the same. c) Rosette embryo developed in the abnormal position. ×300.

called Obaramura, in Miyagi prefecture. The formation of the rosette embryos occurs also in this plant. The chromosome number of this plant is the same as that of *T. nucifera*. The first cell-wall formation in the development of a proembryo takes place in the eight-nucleate stage.



Fig. 7. Seeds of *Torreyas*. a) *T. macrosperma*. b) *T. nucifera*, c) *T. nucifera* var. *sphaerica*. d) *T. igaensis*. ×1/3

Rosette embryo is also common in *T. nucifera* and *T. igaensis*. The origin of the rosette embryo in these species is just the same as in *T. nucifera* var. *sphaerica*.

Discussion

MIRBEL and SPACH (1843) were the first to introduce the term "Rosette" in the description of the embryogeny of conifers. They applied this term primarily to the tier consisting of completely walled, unelongated cells lying upon the suspensor cells. Later on, however, this term was used also by several authors to designate the tier of the open cells or the free nuclei lying on the suspensor cells, for example, LAWSON (1909) on *Pseudotsuga* and COKER (1902, 1903) on *Podocarpus* and *Taxodium*.

In *Torreya*, the completely walled rosette cells do not exist at all, but as already shown by Miss ROBERTSON (1904), the rosette tier which consists of the open cells is seen distinctly in a stage of the development of the proembryo. As is well known, in *Torreya* the embryonal development is completed in the two succeeding years. At the beginning of the second year we have seen no more trace of the rosette nuclei formed in the first year. And the secondary rosette cells are newly formed by the division of the upper ends of the prosuspensor cells. The rosette embryos commonly found in this genus develop from these rosette cells. Thus, the rosette embryo of *Torreya* apparently differs in its origin from the usual ones, for example, those of *Pinus* and *Cedrus*. But the rosette cells lying on the primary suspensor of these plants are in the strict sense homologous to the prosuspensor of *Torreya* and the like.

As to the origin of the rosette embryo in *Torreya*, BUCHHOLZ (1940) writes in his paper two possibilities: in the first it originates to the

nucleus remained alive above the prosuspensor and in the second it comes to existence by cutting off the upper end of the prosuspensor cell. Now it is shown that the latter one is right.

In the studies of *Chamaecyparis, Cryptomeria* and *Torreya,* BUCHHOLZ (1932, 1940) observed the embryos developed from the cells, which have their origin in the division of the lower end of the prosuspensor. These embryos are totally homologous in their origin to the rosette embryos in *Torreya.*

As already mentioned, in *Torreya* the rosette embryo initial cell is formed rarely in the middle portion of the prosuspensor. In such a case, the rosette embryo originated from this abnormal rosette cell develops transversely.

Concerning the orientation of the rosette embryo of *Torreya,* BUCHHOLZ (1940) writes as follow: "Figure 23 shows three embryos in the position apparently growing in the direction of the micropyle. However, one cannot be certain that these embryos were actually oriented in this inverted position within the gametophyte before dissection". The present writer made observations only in paraffin-sections. It is beyond question that the orientation of the rosette embryo is variable: they grow sometimes upwards, and sometimes downwards or transversely. These variable orientations seem to be determined by the direction of early divisions of the developing rosette cells.

The position of the rosette embryo is unfavorable in relation to the food supply, and the upward thrust of the suspensors of the primary embryos tends further to remove them from the intimate contact with the nutritive cells which surround the base of the archegonium. These circumstances naturally interrupt their orderly progress of development. Thus the rosette embryos, from the outset, have the slightest chance to contribute the embryo which survives to the maturity of the seed, and sooner or later they disintegrate and degenerate.

In *Torreya,* besides the formation of the normal and rosette embryos, the secondary suspensor-cell forms occasionally an embryo-resembling cell-group. So in this plant the more extensive cleavage polyembryony is seen.

Résumé

(1) The embryogeny of *Torreya nucifera* S. et Z. var *sphaerica* KIMURA was studied. In this plant, the first cell-wall formation of the proembryo occurs at eight-nucleate stage, and the cells of this stage are arranged in two tiers.

(2) The cells of upper open tier divide themselves immediately to form prosuspensors and open cells. The open or rosette cell nuclei formed in uppermost tier disintegrate and degenerate sooner or later, and the hibernal embryo of this plant consists of only two tiers.

(3) Entering into the second season, the prosuspensor cuts off a

small cell at its upper extremity. This small cell can be called also as a rosette cell. The rosette embryo commonly found in this plant originates in these rosette cells.

(4) The orientation of the rosette embryo is variable. And all these rosette embryos disintegrate in a later stage.

(5) In other species of *Torreya*, namely, *T. nucifera*, *T. macrosperma* and *T. igaensis*, the origin of the rosette embryo is the same.

The author wishes to express his cordial thanks to Professor Dr. M. TAHARA for his kind suggestions and criticism through this investigation, and thanks are also due to Dr. A. KIMURA for the determination of the materials.

Biological Institute, Faculty of Science,
Tōhoku Imperial University, Sendai

Literature

BUCHHOLZ, J. T.: 1918 Suspensor and early embryo of *Pinus*. Bot. Gaz. **66**. 185-228.

——— 1920. Embryo development and polyembryony in relation to the phylogeny of conifers. Amer. Jour. Bot. 7. 125–145.

——— 1929. The embryogeny of the conifers. Proc. Internat. Cong. Plant Sciences, **1**. 359-392.

——— 1931. The Pine embryo and the embryogeny of related genera. Transact. III. State Acad. Sci. 23. 117–125.

——— 1931. The suspensor of *Sciadopitys*. Bot. Gaz. **92** (3). 243–262.

——— 1932. The embryogeny of *Chamaecyparis obutusa*. Amer. Jour. Bot. **19**. 230-238.

——— 1940. The embryogeny of *Cunninghamia*. Amer. Jour. Bot. **27**. 877–883.

——— 1940. The embryogeny of *Torreya*, with a note on *Austrotaxus*. Bull. Torrey Bot. Club. **67** (9). 731–754.

COKER, W. C.: 1902. Notes on the gametophytes and embryo of *Podocarpus*. Bot. Gaz. 33. 89–107.

——— 1903. On the gametophytes and embryo of *Taxodium*. Bot. Gaz. **36**. 1–27, 114–140.

COULTER, J. M. and CHAMBERLAIN, C. J.: 1910. Morphology of gymnosperms.

COULTER, J. M. and LAND, W.J.G.: 1905. Gametophytes and embryo of *Torreya taxifolia*. Bot. Gaz. 39. 161–178.

JÄGER, L.: 1899. Beiträge zur Kenntniss der Endospermbildung und zur Embryologie von *Taxus baccata* L. Flora. 86. 241–288.

LAWSON, A. A.: 1904. Gametophytes, fertilization, and embryo of *Cryptomeria japonica*. Ann. Bot. 18. 417–444.

——— 1909. Gametophytes and embryo of *Pseudotsuga Douglasii*. Ann. Bot. **23**. 163–180.

MIRBER, C.F.B. DE & SPACH, E.: 1843. Notes sur l'embryogenie des *Pinus laricio* et *sylvestris*, des *Thuja orientaris* et *occidantalis*, et du *Taxus baccata*. Ann. Sci. Nat. II. **20**. 257–268. (cit. BUCHHOLZ 1918)

OINUMA, T.: 1943. On the origin of the rosette embryo of *Torreya*. Bot. Mag. Tokyo, 57. 285–291. (Japanese)

ROBERTSON, A.: 1904 a. Studies in the morphology of *Torreya californica* TORREY. I. Spore formation in *Torreya californica*. New Phytol. 3. 133–148.

——— 1904 b. Studies in the morphology of *Torreya californica* TORREY. II. The sexual organs and fertilization. New Phytol. 3. 205–216.

SUGIHARA, Y.: 1941. The embryogeny of *Cunninghamia lanceolata* HOOKER. Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 16 (2). 187–192.

——— Morphologische Untersuchungen über *Amentotaxus argotaenia* PILER. (ined.)

TAHARA, M.: 1937. Contributions to the morphology of *Sciadopitys verticillata*. Cytologia. 8. 14–19.

——— 1940. The gametophytes, fertilization and proembryo of *Sciadopitys verticillata*. Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 15 (1). 20–28.

——— 1940. Embryogeny of *Torreya nucifera* S. et Z. Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 15 (4, 419-426.

——— 1940 Embryogeny of *Torreya nucifera*. Bot. Mag. Tokyo, 54. 469–472. (Japanese)

——— 1942. Further studies on the embryogeny of *Torreya*. Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 17 (1). 9–15.

NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF JAPAN
JAPANESE JOURNAL OF BOTANY
Vol. XIII No. 4

昭和二十三年十一月十日印刷
昭和二十三年十一月十五日發行

定價 金壹百七拾圓

日本植物學輯報
第十三巻 四號

編纂者 學術研究會議

東京都中央區日本橋江戸橋二丁目九番地
發行者 丸善出版株式會社
代表者 金原金二

東京都港區芝南佐久間町一丁目五三番地
印刷所 笠井出版印刷社

印刷者 笠井朝義

發行所
東京都中央區日本橋江戸橋二丁目九番地
丸善出版株式會社
日本出版協會會員番號A一一三〇〇二
自然科學書協會會員

PUBLISHED BY
MARUZEN PUBL. CO., LTD.
PRINTED BY
KASAI SHUPPAN INSATSUSHA
TOKYO, JAPAN.